

Entwicklung eines Multi-Leaf Faraday Cups zur Strahldiagnose in der Augentumorthherapie

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

d o c t o r r e r u m n a t u r a l i u m

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Dipl.-Phys. Christoph Siegfried Günter Kunert

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin

Prof. Dr. Jan-Hendrik Olbertz

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

Prof. Dr. Elmar Kulke

1. Gutachter: Prof. Dr. Andreas Jankowiak
2. Gutachter: Prof. Dr. Marco Schippers
3. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Feb. 2015

Kurzfassung

Die Protonentherapie von Aderhautmelanomen wird vor allem für die Behandlung von Tumoren nahe kritischer Strukturen (Sehnerv) und bei großen Tumoren angewandt. Dabei ist die begrenzte Reichweite der Protonen vorteilhaft, die scharf begrenzte Dosisfelder im Auge ermöglicht, und das an den Tumor grenzende gesunde Gewebe bestmöglich schont. Daher erfolgt die Positionierung der Patienten und der Strahlenfelder in der Augentumorthherapie, wie auch die regelmäßigen Konstanzprüfungen, mit einer Reichweitengenauigkeit in Wasser von 0,1 mm. Mit einem Multi-Leaf Faraday Cup (MLFC) kann die Reichweite der Protonen in kurzer Zeit sehr genau gemessen werden. Dabei misst der MLFC die differentielle Fluenz der Protonenstrahlen, also das Reichweitenprofil. Er besteht aus einem Stapel Folien, abwechselnd leitend und isolierend. Eindringende Protonen deponieren eine zusätzliche Ladung in der Folie in der sie stoppen. Durch eine gleichzeitige Strommessung an allen Folien misst der MLFC relativ schnell die Reichweite der Protonen. Aufgabe dieser Arbeit ist es, einen MLFC entsprechend den Anforderungen der Augentumorthherapie zu entwickeln, aufzubauen und mögliche Anwendungspotentiale zu untersuchen. Dafür wurden Monte-Carlo-Rechnungen mit MCNPX 2.6 und SRIM durchgeführt, verschiedene Folienstapel an Luft und im Vakuum untersucht, verschiedene Messelektroniken zur gleichzeitigen Messung von Strömen im pA-Bereich in vielen Kanälen getestet, ein Absorbersystem für einen variablen Messbereich von 30 MeV bis 70 MeV aufgebaut und die entsprechende Mess- und Steuersoftware in LabVIEW 2011 entwickelt. Es wurde die Genauigkeit der Reichweitenmessungen untersucht und gezeigt, dass der MLFC durch seine Mobilität eine schnelle Energiebestimmung an unterschiedlichen Experimentierplätzen erlaubt. In der Therapie ist neben der einfachen Bestimmung der maximalen Reichweite der Protonen auch die regelmäßige Kontrolle der Modulation der ausgedehnten *Bragg*-Kurven möglich.

Protonentherapie, Augentumorthherapie, Multi-Leaf Farady Cup, Multi-Layer Faraday Cup, Eindringtiefe, Reichweite, Strahldiagnose

Abstract

Proton therapy of uveal melanomas is primarily used for the treatment of tumors near critical structures (optic nerve) and in large tumors. The great advantage of protons is their sharply limited range in tissue, which leads to sharp defined dose fields in the eye and the dose absorbed by the healthy tissue around the tumor can be reduced. Therefore, the positioning of the patient and the radiation fields, as well as the regular control measurements in the eye tumor therapy requires an accuracy of 0.1 mm in water. A Multi-Leaf Faraday Cup (MLFC) gives the opportunity to measure the proton range relatively fast and accurate. The MLFC measures the differential fluence, which means the range profile of the proton beam. It consists of a stack of sheets, alternating conductive and insulating, and the penetrating protons bring their additional charge into the sheet in which they stop. By measuring the corresponding current in each conducting sheet at the same time, the MLFC can quickly measure the range of the protons. The task of this work is to develop a MLFC with respect to the requirements of the eye tumor therapy and to explore possible application potentials. Therefore, Monte Carlo calculations with MCNPX 2.6 and SRIM were conducted, various foil stacks were studied in air and in vacuum, different measurement electronics for measuring currents in the pA range in many channels simultaneously were tested, a system of degraders for a variable measuring range from 30 MeV to 70 MeV was developed and the corresponding measurement and control software was written in LabVIEW 2011. The accuracy of the range measurements was examined and it was shown that a quick energy measurement at different target stations can be made by the MLFC due to its mobility. In therapy, in addition to the determination of the maximum range of the proton beam, the regular monitoring of the modulation of the extended *Bragg*-curves is in principle possible.

proton therapy, eye tumor therapy, Multi-Leaf Faraday Cup, Multi-Layer Faraday Cup, penetration depth, range, beam diagnostics

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Augentumorthherapie	5
2.1	Augentumore und ihre Behandlung	5
2.2	Wechselwirkung von Protonen mit Materie	9
2.2.1	Wichtige Strahlungsfeldgrößen	10
2.2.2	Bremsvermögen	11
2.2.3	Reichweite	14
2.2.4	Energie und Dosis	17
2.3	Augentumorthherapie am HZB	19
2.3.1	Die Anlage	21
2.3.2	Ablauf der Therapie	34
2.3.3	Strahlaufbereitung und Konstanzprüfung	36
2.3.4	Vergleich mit anderen Anlagen	41
3	Der Multi-Leaf Faraday Cup	45
3.1	Das Funktionsprinzip	45
3.1.1	Differentielle Fluenz	47
3.1.2	Bisherige Anwendung der MLFC	49
3.2	Anpassung an die Augentumorthherapie	50
3.2.1	Vorgaben der Augentumorthherapie	50
3.2.2	Simulation	52
3.3	Elektronik	56
3.3.1	Keithley 617	56
3.3.2	TERA-Board	56
3.3.3	Rabbitbox	61

3.4	Prototypen	63
3.4.1	Vakuumkammer	63
3.4.2	50 Kanäle	73
3.5	Vorabsorber	78
3.5.1	Doppelkeil und Reichweitenschieber	80
3.5.2	Absorbersystem	82
3.6	Datenverarbeitung	90
3.6.1	Steuerung des Vorabsorbers und Bestimmung der richtigen Absorbereinstellung	90
3.6.2	Messung, Speicherung und Auswertung	93
4	Ergebnisse und Anwendungen	103
4.1	Ergebnisse zur Genauigkeit	103
4.1.1	Relative Auflösung und Einfluss der Variation der Strahl- lage	108
4.1.2	Energie- und Reichweitenbestimmung	115
4.2	Anwendung in Strahlenhärte-tests	125
4.3	Anwendung in der Therapie	128
4.3.1	Berechnung und Vergleich von <i>Bragg</i> -Kurven	129
4.3.2	Messung von aufgeweiteten <i>Bragg</i> -Kurven	140
4.4	Weitere Entwicklungsmöglichkeiten	149
5	Zusammenfassung	157

Kapitel 1

Einleitung

Schon kurz nach der Entdeckung der ionisierenden Strahlung durch Röntgen (Röntgenstrahlung) bzw. Curie (γ -Strahlung aus Radionukliden) in den Jahren 1895 bzw. 1896 wurde diese Strahlung in der Medizin zur Diagnostik und Therapie von Krankheiten eingesetzt [1]. Seither werden nicht nur Röntgen- oder γ -Strahlen zur Therapie von Krebsgeschwüren genutzt, sondern auch Elektronen- oder Ionenstrahlen. Dies wurde durch die Entwicklung geeigneter Beschleuniger, wie beispielsweise des Zyklotrons, ermöglicht. So haben Lawrence und Livingston in den frühen 1930er Jahren das erste Zyklotron, das Protonen auf eine Energie von 1,2 MeV beschleunigte, in Berkeley, USA, gebaut und betrieben [2]. Darüber hinaus führten auch die weiteren Entwicklungen von Beschleunigern in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts, wie der Linearbeschleuniger (1924 Ising), das Synchrotron (1944 Veksler) oder der mit Hochfrequenz betriebene Elektronenlinearbeschleuniger (1946 Alvarez) zu einem regelrechten Siegeszug der Strahlentherapie und Nuklearmedizin vor allem in der Tumorthherapie [1].

Im Jahr 1946 wurde von Wilson erstmalig vorgeschlagen, Protonen zur Therapie von Tumoren zu nutzen [3]. Die ersten Behandlungen von Patienten fanden in den 1950er Jahren statt, meist in Zentren, die zu wissenschaftlichen Zwecken Protonenstrahlen erzeugten und einen Teil ihrer Strahlzeit zur Therapie nutzten. Das erste Protonentherapiezentrum im deutschsprachigen Raum ist seit 1984 das Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz.

Am Helmholtz-Zentrum Berlin (HZB), ehemals Hahn-Meitner-Institut, erfolgt in Kooperation mit der Charité Universitätsmedizin Berlin seit 1998 ein-

malig in Deutschland die Protonentherapie von Augentumoren. Dabei bietet Protonenstrahlung gerade für die Behandlung von großen oder für konventionelle Therapieformen ungünstig liegende Augentumore ideale Voraussetzungen. Protonen haben, gerade im Vergleich zu Photonen, eine scharf begrenzte Reichweite im Gewebe und geben darüber hinaus den größten Teil ihrer Energie erst am Ende ihrer Eindringtiefe ab. Dadurch ist es möglich, die Dosisfelder im Auge möglichst scharf auf den Tumor zu konzentrieren und umliegendes Gewebe bestmöglich zu schonen, wodurch die Chance, die Sehkraft des Patienten zu erhalten, erheblich steigt.

Die für die Augentumorthherapie benötigte maximale Eindringtiefe der Protonen liegt bei etwa 3 cm in Wasser, was bedeutet, dass der Protonenstrahl idealerweise eine Energie zwischen 60 MeV bis 70 MeV aufweist. Damit ist die Augentumorthherapie insofern von der Protonentherapie tiefliegender Tumore im Körper abgegrenzt, da hierfür die maximalen Reichweiten bei ca. 30 cm in Wasser und damit die Strahlenergien wesentlich höher (150 MeV bis 300 MeV) liegen. Gerade bei der Augentumorthherapie ist es jedoch wichtig, dass die Maximalenergie nicht zu hoch ist. Denn je höher die Strahlenergie ist, bzw. je mehr der Strahl vor dem Eintritt in das Auge abgebremst werden muss, umso unschärfer ist die Reichweite der Protonen und damit die Begrenzung der Strahlfelder im Auge. Am HZB ist die Reichweite des Protonenstrahls so scharf begrenzt, dass die Dosis (die Energie, die der Protonenstrahl an das umgebende Material abgibt) am Ende der Eindringtiefe in Wasser (distaler Dosisabfall) innerhalb von weniger als 1 mm von 90 % auf 10 % abgefallen ist. Dadurch ergibt sich eine geforderte Genauigkeit von 0,1 mm hinsichtlich der Positionierung des Patienten und der Reichweite der Protonen. Bei der Protonentherapie tiefliegender Tumore, wie zum Beispiel Lungentumore, liegt diese Genauigkeit bei etwa 1 mm, da neben der größeren Reichweite und der damit verbundenen höheren Reichweitenunschärfe im Gegensatz zur Augentumorthherapie auch Organbewegungen, wie Peristaltik oder Herzschlag, die die Tumorumlage leicht verändern können. Das muss bei der Bestrahlungsplanung entsprechend berücksichtigt werden.

Die Genauigkeit von 0,1 mm bezüglich Unterschieden in der Wasserreichweite gilt auch für die regelmäßig notwendigen Konstanzprüfungen. Dabei nehmen diese Messungen, wie die Überprüfung der Strahllage, Kalibrierung der Dosis-

monitore oder die Kontrollmessung der Tiefendosisprofile einen großen Teil der Zeit in Anspruch, die für die Therapie benötigt wird. So werden pro Behandlungstag ca. 30 min für jeden der maximal 24 Patienten veranschlagt. Davon entfallen etwa 5 min bis 8 min auf die Kontrollmessungen des Strahls, 15 min bis 20 min auf die korrekte Positionierung des Patienten bzw. seines Auges und etwa 30 s bis 60 s auf die eigentliche Bestrahlung des Patienten. Wäre es möglich die Kontrollmessungen um etwa 1 min zu reduzieren, könnte rein rechnerisch ein Patient pro Tag mehr behandelt werden. Zusätzlich gibt es pro Bestrahlungsperiode noch einen weiteren Tag für intensive Kontrollmessungen.

Die Tiefendosisprofile werden standardmäßig in einem Wasserphantom, ein mit Wasser gefülltes Plexiglasgefäß, in Kombination mit einer *Markuskammer* Typ 23343 der Firma PTW [4] gemessen. Die *Markuskammer* ist eine spezielle Ionisationskammer, die in dem Wasserphantom zu verschiedenen Wassertiefen verfahren wird, um an jedem Punkt die Dosis zu messen, die von dem Protonenstrahl im Wasser appliziert wird. Diese Messung ist sehr präzise, aber da nur an einem Punkt gemessen wird, benötigt sie relativ viel Zeit (mindestens 5 min bis 10 min reine Messzeit für eine Tiefendosis Kurve). Ein Messsystem, das an mehreren Punkten gleichzeitig misst, wäre eine schnellere Lösung.

Eine weitere Möglichkeit die Reichweite von Protonen im Material schnell und genau zu vermessen, ist der Multi-Leaf Faraday Cup (MLFC). Es handelt sich dabei um einen Stapel von sich abwechselnden Platten aus leitendem bzw. isolierendem Material. Die leitenden Platten sind über Strommessgeräte geerdet. Trifft der Protonenstrahl auf diesen Stapel, durchdringen die Protonen die Platten bis sie gestoppt werden. In der Platte, in der sie stoppen, bringen sie ihre Ladung ein, die über die Erdung abfließt. So wird über gleichzeitige Strommessungen an allen leitenden Platten das Eindringtiefenprofil der Protonen innerhalb des Plattenstapels bestimmt. Da an allen Punkten gleichzeitig gemessen wird, erfolgt die Aufnahme des Tiefenprofils der Reichweite in sehr kurzer Zeit.

Die Aufgabe dieser Arbeit ist es, einen MLFC aufzubauen, der die speziellen Anforderungen der Augentumorthherapie, vor allem hinsichtlich der Genauigkeit, erfüllt. Mögliche Anwendungen eines MLFC in der Augentumorthherapie und darüber hinaus werden untersucht. Vor allem soll die Möglichkeit überprüft werden in einer schnellen Messung die Wasserreichweite mit einer

relativen Genauigkeit von 0,1 mm zu bestimmen. Damit verbunden sollen potentielle Anwendungen in den Konstanzprüfungen vor dem Hintergrund der Zeitersparnis untersucht aufgezeigt werden.

Ziel ist es, einen MLFC als kompakten Prototyp aufzubauen, der in schneller und übersichtlicher Art und Weise eine Messung der Energie und Reichweite erlaubt. Dabei sollte die Steuerung, Messung und Auswertung in einer Bedienoberfläche erfolgen, so dass mit „einem Blick“ die entsprechenden Daten vom Experimentator erfasst werden können. Mit diesem Prototyp können dann die konkreten Anwendungsmöglichkeiten in der Augentumorthherapie untersucht werden. Damit sollen Möglichkeiten aufgezeigt werden, wie ein entsprechender MLFC-Aufbau zur Verbesserung der Strahldiagnose und Konstanzprüfungen und damit der Augentumorthherapie beitragen kann.

Kapitel 2

Augentumorthherapie

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels erfolgt eine kurze Einführung in das Thema der Augentumorthherapie. Der darauf folgende Abschnitt 2.2 stellt grundlegende physikalische Größen und Begriffe zur Beschreibung der Wechselwirkung von Protonen mit Materie vor. Darüber hinaus wird im Abschnitt 2.3 die Augentumorthherapie am Helmholtz-Zentrum Berlin genauer beschrieben. Diese Erläuterungen bilden die Grundlage, um den Multi-Leaf Faraday Cup (MLFC) entwickeln zu können und mögliche Anwendungen innerhalb der Augentumorthherapie zu erschließen.

2.1 Augentumore und ihre Behandlung

Zur besseren Übersicht und Erläuterung des Augenaufbaus, auf dessen Bestandteile im Folgenden zurückgegriffen wird, ist in Abbildung 2.1 eine Skizze des menschlichen Auges dargestellt.

Der am häufigsten auftretende Augentumor ist das Aderhautmelanom (Uveamelanom). Dieser Tumor hat eine Häufigkeit (Inzidenz) von etwa 6 Fällen auf 1 Million Menschen. In Deutschland treten pro Jahr etwa 500 Fälle auf. Insgesamt versterben pro Jahr etwa 100 Patienten aufgrund eines Aderhautmelanoms. Die häufigst betroffene Altersspanne liegt zwischen 60 und 70 Jahren [6]. Das Uveamelanom ist ein maligner, also streuender Tumor, mit drei möglichen Ausprägungen. Der Tumor tritt entweder in der Regenbogenhaut (Iris), dem Ziliarkörper oder am häufigsten in der Aderhaut auf.

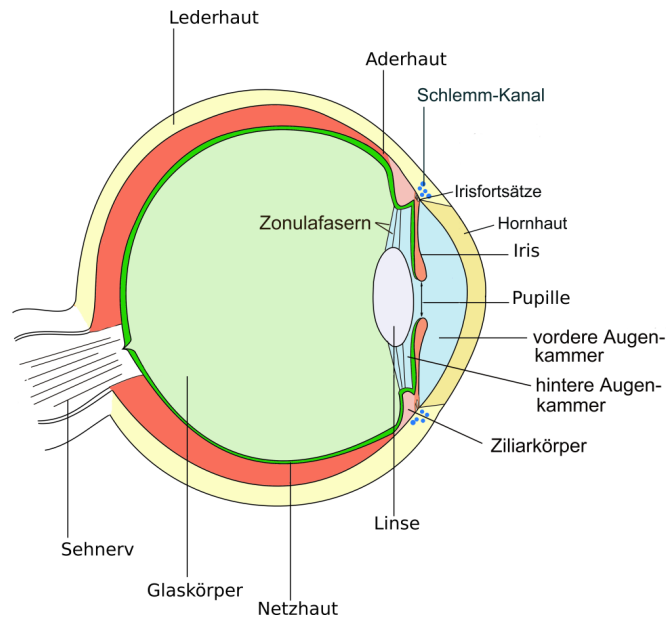


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des menschlichen Auges mit den gekennzeichneten Bestandteilen [5]

Das Aderhautmelanom wird oft zufällig entdeckt, da es dem Patienten in der Regel erst auffällt, wenn optische Beeinträchtigungen für das betroffene Auge bereits so groß werden, dass das gesunde Auge diese nicht mehr ausgleichen kann. Dabei ist eine möglichst frühe Diagnose zur Verhinderung der Streuung des Tumors wichtig, denn Uveamelanome streuen in mindestens 75% der Fälle zuerst in die Leber. Ist dies der Fall, beträgt die mittlere Überlebenszeit lediglich 6 Monate und eine Heilung ist ausgeschlossen [7, 6].

Die Diagnostik wird anhand moderner Verfahren, wie Magnetresonanztomographie (MRT), Computertomographie (CT), Ultraschall und Fundusbild (Bild des Augenhintergrunds) vorgenommen. Invasive Maßnahmen, wie eine Biopsie, sind in der Regel nicht notwendig.

Die älteste Standardtherapie ist die Enukleation, also die Entfernung des Augapfels (Bulbus) mittels eines chirurgischen Eingriffs. Dabei wird jegliches Tumorgewebe entfernt und der Tumor kann nicht mehr streuen. Nach dem Abheilen der Wunden wird ein künstliches Auge eingesetzt mit dem der Patient jedoch nicht mehr sehen kann. Es ist aber kaum von dem verbleibenden Auge zu unterscheiden, sowohl im Aussehen als auch in der Bewegung [8].

Eine weitere etablierte Therapieform ist die Brachytherapie, eine Variante der Strahlentherapie. Dabei werden radioaktive Materialien auf der Lederhaut

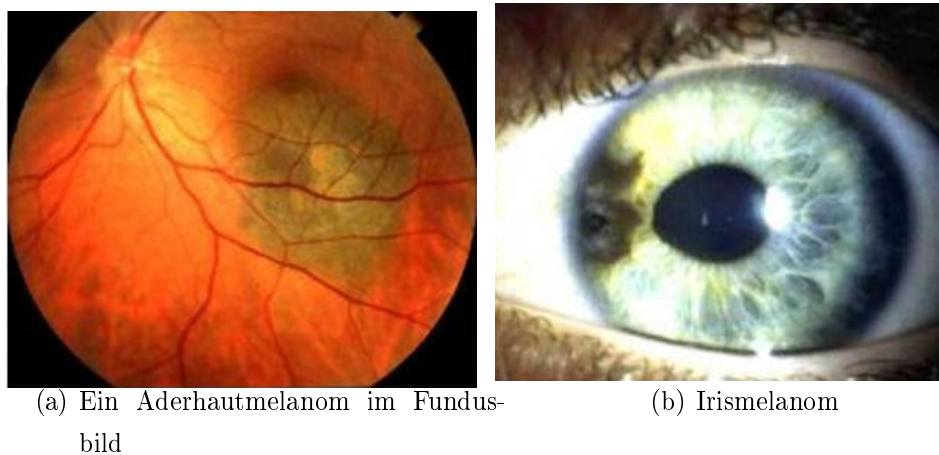


Abb. 2.2: Verschiedene Formen des Uveamelanoms

des betroffenen Auges aufgebracht und die ionisierende Strahlung dieser Materialien zerstört die Tumorzellen. Die erste erfolgreiche Strahlentherapie für Uveamelanome fand 1929 statt [6]. In dieser Therapie wurde ein Radium-Seed, ein Stück ummanteltes Radium, dauerhaft in den Tumor eingebracht. Im Laufe der Zeit wurde die Brachytherapie immer weiterentwickelt. Heute werden radioaktive Plaques bzw. Applikatoren verwendet (siehe Abbildung 2.3), die Ruthenium 106 oder Iod 125 enthalten. Das sind β^- -Strahler mit einer relativ kurzen Reichweite im Gewebe von einigen Millimetern. Der Applikator wird für einige Tage so auf die Lederhaut des Auges genäht, dass er das gesamte Tumorgewebe ausreichend bestrahlt und das restliche Auge bestmöglich geschont wird. Das Ziel dieser Therapie ist neben dem Abtöten des Tumorgewebes die Erhaltung des Auges und der Sehkraft des Patienten.

1985 begann die 16-jährige Studie „Collaborative Ocular Melanoma Study (COMS)“. In dieser Studie wurde gezeigt, dass die Brachytherapie eine 5-Jahres-Überlebensrate von 91% (von 657 Patienten) aufweist und im Vergleich zu einer 5-Jahres-Überlebensrate von 89% (von 660 Patienten) bei der Enukleation ebenso gute Ergebnisse, aber mit gleichzeitigem Augenerhalt, erzielt [6, 8]. Dadurch wurde die Brachytherapie zur Standardtherapie für Uveamelanome [6].

Andere Therapiemöglichkeiten sind zum Beispiel die Photokoagulation oder die transpupilläre Thermotherapie. Diese Therapien sind jedoch nur für kleine Tumore in bestimmten Positionen geeignet und werden daher nicht so häu-



Abb. 2.3: Originalgetreues Modell eines Rutheniumapplikators, wie er zur Brachytherapie von Augentumoren eingesetzt wird.

fig angewandt. Eine vertiefende Übersicht zur Diagnostik und Therapie von Uveamelanomen findet sich in [7].

Darüber hinaus werden Uveamelanome auch mit Protonen bestrahlt. Eine umfangreiche Beschreibung der Protonentherapie erfolgt im Kapitel 2.3. In Deutschland gilt die Protonentherapie von Uveamelanomen als angebracht, wenn eine Brachytherapie nicht in Betracht kommt und dennoch versucht werden sollte das Auge zu erhalten [6]. Wann die Protonentherapie oder die Brachytherapie eingesetzt wird, ist vom Ausschuss der Krankenkassen [6] geregelt. Zum einen sind die Applikatoren der Brachytherapie nur bis zu einer Tumorgöße (Prominenz) bis 6 mm anwendbar. Zum anderen können Applikatoren nicht im hinteren Augenabschnitt verwendet werden, da sie sich dort nicht platzieren lassen. Die Protonentherapie ist also die Standardtherapie für Aderhautmelanome, die größer als 6 mm sind oder im hinteren Augenabschnitt, also nahe der Papille bzw. der Makula, liegen. Auch die seltenen Iris melanome werden mit Protonen und nicht mit Applikatoren behandelt.

Im Anschluss an die Strahlentherapie muss regelmäßig kontrolliert werden, ob das abgetötete Tumorgewebe zurückgebildet wird. Darüber hinaus sind bei großen Tumoren nach der Bestrahlung Operationen zur Entfernung des abgetöteten Tumorgewebes notwendig.

2.2 Wechselwirkung von Protonen mit Materie

Protonenstrahlung ist eine direkt ionisierende Strahlung. Für die Beschreibung der Wechselwirkung von Protonenstrahlung mit Materie gibt es einige zentrale Begriffe, die ebenfalls für andere Strahlungsarten Gültigkeit besitzen. Detaillierte Ausführungen und Vertiefungen sind unter anderem in [9, 10, 11] zu finden.

Mikroskopisch betrachtet vollzieht jedes einzelne Proton Stöße mit den Atomen des umgebenden Materials. Diese Wechselwirkung wird mithilfe der Streutheorie beschrieben, die in der Literatur ausführlich behandelt wird [12, 9]. Grundsätzlich werden in der Streutheorie Stoßprozesse beschrieben. Der zentrale Parameter zur Charakterisierung von Stößen ist der Stoßparameter s . Das ist der Abstand zwischen dem einlaufenden Teilchen und seinem Stoßpartner bzw. dem Stoßzentrum [9].

Protonen können mit einzelnen Hüllenelektronen, den Coulombfeldern der gesamten Atomhülle und des Atomkerns oder über Kernreaktionen mit Materie wechselwirken. Die Wechselwirkungen werden in Abhängigkeit des Stoßparameters s in „weiche“ und „harte“ Stöße und in die Wechselwirkungen mit dem Atomkern eingeteilt. Bei weichen Stößen ist s deutlich größer als der Atomradius r_{atom} und das Proton tritt in Wechselwirkung mit den Coulombfeldern der gesamten Atomhülle. Ist $s \approx r_{atom}$ kann das Proton mit einem Elektron der Atomhülle wechselwirken, was als harter Stoß bezeichnet wird. Ist $s \ll r_{atom}$ kommt es zur Wechselwirkung mit den Coulombfeldern des Atomkerns bis hin zu Kernreaktionen selbst. Bei weichen Stößen werden nur sehr kleine Energiemengen im eV-Bereich auf die einzelnen Elektronen übertragen. Dabei sind viele Stöße ($\propto 10^6$) notwendig, um ein Proton komplett abzubremesen. Durch weiche Stöße werden etwa 50% der Energie eines Protonenstrahls übertragen und durch harte Stöße ebenso etwa 50%. Bei einem harten Stoß wird die Energie nur auf ein Elektron übertragen, welches als δ -Elektron bezeichnet wird.

Coulombstreuung an den Atomkernen, sowohl elastische als auch inelastische, spielt aufgrund der relativ hohen Masse der Protonen, im Vergleich zu Elektronen, keine bzw. nur eine untergeordnete Rolle [9, 11], zumindest im Energiebereich oberhalb von 10^{-2} MeV (siehe Abb. 2.5). Kernreaktionen

treten relativ selten auf und sind daher bezüglich des Energieverlustes eines Protonenstrahls meist von untergeordneter Bedeutung.

Für die makroskopische Beschreibung der Wechselwirkung bedarf es einiger zentraler Begriffe, wie Bremsvermögen, Fluenz, Reichweite und Dosis, die nun näher erläutert werden.

2.2.1 Wichtige Strahlungsfeldgrößen

Im Folgenden sollen einige grundlegende Größen zur Beschreibung von Strahlungsfeldern eingeführt werden. Dabei gilt nicht der Anspruch auf Vollständigkeit, sondern es wird sich auf die Größen beschränkt, die zum Verständnis der weiteren Ausführungen wichtig sind. Umfänglichere Beschreibungen und Definitionen finden sich in der DIN 6814-2 [13] oder auch in Lehrbüchern [9, 10].

Bei der Beschreibung von Strahlungsfeldern im Allgemeinen muss von der mikroskopischen Beschreibung eines einzelnen Teilchens oder Quants zur makroskopischen Beschreibung des gesamten Strahlenfeldes übergegangen werden. Die Grundlage dafür bildet zunächst der Wirkungsquerschnitt, der die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Prozess oder eine Wechselwirkung angibt. Nach DIN 6814-2 [13] ist er entsprechend der Formel 2.1 definiert. Dabei ist P die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte atomare Wechselwirkung und Φ die Teilchenfluenz, der das entsprechende Ziel ausgesetzt ist.

$$\sigma = \frac{P}{\Phi} \quad (2.1)$$

Die SI-Einheit von Wirkungsquerschnitten ist $[\sigma] = \text{m}^2$ wird aber üblicherweise in Barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$) angegeben.

Die in der Definition des Wirkungsquerschnitts auftauchende Teilchenfluenz, oder kurz Fluenz, ist eine weitere wichtige Strahlungsfeldgröße. Sie gehört zu der Gruppe der skalaren Strahlungsfeldgrößen und gibt die Zahl der Teilchen an, die ein Flächenelement dA_{\perp} der gedachten Einheitskugel aus einer beliebigen Richtung durchdringt. Dabei ist dA_{\perp} immer senkrecht zur Einfallsrichtung orientiert. In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht der wichtigen Strahlungsfeldgrößen Teilchenfluenz (Teilchen pro Fläche), Teilchenfluss (Teilchen pro Zeit) und Teilchenflussdichte (Teilchen pro Zeit und Fläche) dargestellt.

Tab. 2.1: Auswahl an Strahlungsfeldgrößen nach [9]

Name	Formelzeichen	SI-Einheit
Teilchenfluss	$\dot{N} = \frac{dN}{dt}$	s^{-1}
Teilchenfluenz	$\Phi(r) = \frac{dN}{dA_{\perp}}$	m^{-2}
Teilchenflussdichte	$\phi(t, r) = \frac{d^2N}{dt \cdot dA_{\perp}}$	$\text{s}^{-1} \text{m}^{-2}$

2.2.2 Bremsvermögen

Die zentrale Größe bei der makroskopischen Beschreibung der Wechselwirkung von Protonen mit Materie ist das Bremsvermögen S (engl. stopping power).

$$S = \frac{dE}{dx} = S_{col} + S_{rad} \quad (2.2)$$

Das Bremsvermögen S ist eine Eigenschaft der Materie, die von geladenen Teilchen durchdrungen wird. S beschreibt den Energieverlust dE der geladenen Teilchen beim Durchdringen der Materie in einer bestimmten Wegstrecke dx . Das Bremsvermögen S setzt sich zusammen aus dem Stoßbremsvermögen S_{col} und Strahlungsbremsvermögen S_{rad} (siehe Formel 2.2). Das Strahlungsbremsvermögen kann im Falle von Protonen in üblichen therapeutischen Energiebereichen vernachlässigt werden, denn der Energieverlust aufgrund von Bremsstrahlung, was S_{rad} entspricht, ist umgekehrt proportional zur Masse des geladenen Teilchens, siehe Formel 2.3 und daher vernachlässigbar klein. In Formel 2.3 ist ρ die Dichte, Z die Ordnungszahl und A die Massenzahl des Materials und z ist die Ladung, m die Masse und E die Energie des geladenen Teilchens.

$$S_{rad} \propto \rho \cdot \left(\frac{z}{m}\right)^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot E \quad (2.3)$$

Das Stoßbremsvermögen S_{col} ist der Energieverlust geladener Teilchen, den sie aufgrund von Stößen mit Elektronen ($S_{col,ele}$) und Atomkernen ($S_{col,nuc}$), innerhalb einer bestimmten Wegstrecke im Material, erleiden. Die genaue theoretische Behandlung des Stoßbremsvermögens geht auf Bethe zurück [14] und wurde seither von vielen Autoren behandelt. Arbeiten und Herleitungen dazu sind in vielen Büchern und Veröffentlichungen zu finden [15, 11]. Für schwere geladene Teilchen ergibt sich aus Bethes Theorie der Zusammenhang in Formel 2.4. Dabei ist z die Ladung und m_0 die Ruhemasse des Teilchens, $\beta = v/c$

das Verhältnis aus der Geschwindigkeit v des Teilchens mit der Lichtgeschwindigkeit c , ρ ist die Dichte, Z die Ordnungszahl und A die Massenzahl des Absorbermaterials. r_e ist der klassische Elektronenradius und u die atomare Masseneinheit. $R_{col}(\beta)$ ist ein komplizierter Ausdruck, der den material- und energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für die Stoßbremsung enthält, dessen numerische Werte im ICRU-Report 37 [15] tabelliert sind.

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} = 4\pi\rho \cdot r_e^2 \cdot m_0 c^2 \cdot \frac{Z}{A \cdot u} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot R_{col}(\beta) \quad (2.4)$$

In Abbildung 2.4 ist das Stoßbremsvermögen von Protonen in Wasser, Kapton, Kupfer und Luft dargestellt.

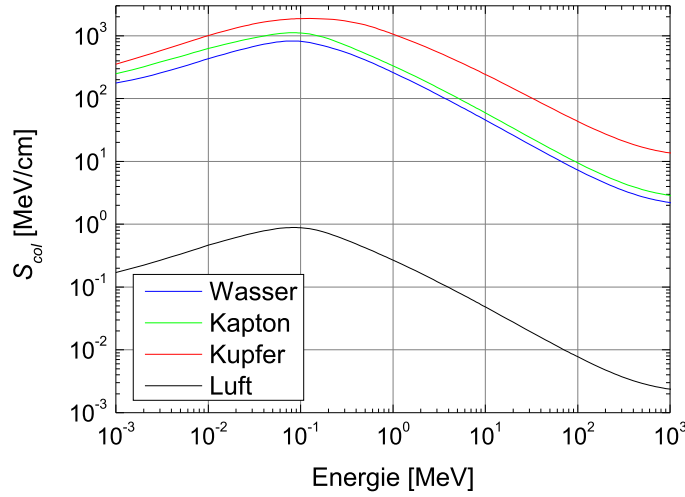


Abb. 2.4: Vergleich des Stoßbremsvermögens von Protonen in den Materialien: Wasser, Kapton, Kupfer und Luft [16]

Bei Protonen spielen die Wechselwirkungen mit den Coulombfeldern der Atomkerne eine untergeordnete Rolle, da sie erst ab sehr geringen Energien einen gewissen Anteil am Stoßbremsvermögen aufweisen, wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Der Anteil der Kern-Coulombwechselwirkungen bei Wasser liegt erst bei Protonenenergien unter 20 keV bei etwas mehr als einem Prozent des gesamten Stoßbremsvermögens [11].

Für den praktischen Nutzen ist die Energieabhängigkeit von Bedeutung, welche in Gleichung 2.5 für den nicht-relativistischen Bereich dargestellt wird. Im Wesentlichen ist daran, wie schon in Abb. 2.4, erkennbar, dass das Stoß-

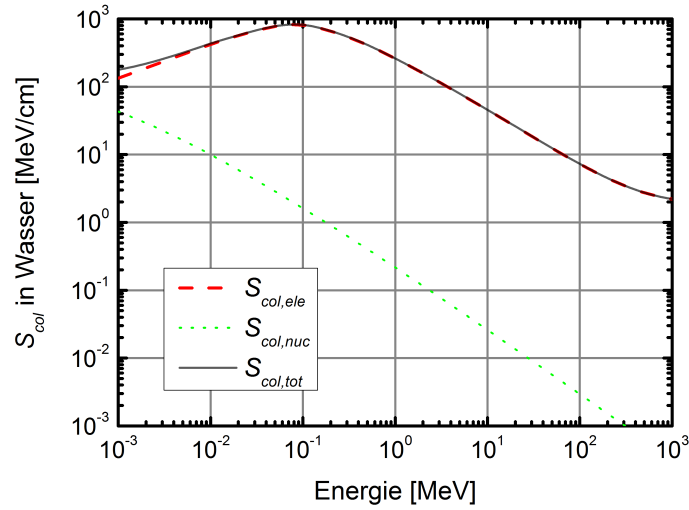


Abb. 2.5: Vergleichende Darstellung des elektronischen ($S_{col,ele}$), nuklearen ($S_{col,nuc}$) und des totalen Stoßbremsvermögens ($S_{col,tot}$) von Protonen in flüssigem Wasser [16]

bremsvermögen umgekehrt proportional zur Energie der Teilchen ist. Im relativistischen Bereich gilt Formel 2.6.

$$S_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{m}{E_{kin}} \quad (2.5)$$

$$S_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \quad (2.6)$$

Es ist üblich, das Massenbremsvermögen (engl. mass stopping power) zu verwenden. Das ist der Quotient von Bremsvermögen und Dichte des absorbierenden Materials. Dabei liegt der Vorteil darin, dass der Ausdruck so gut wie unabhängig von der Dichte des jeweiligen Materials und damit vergleichbarer ist.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (2.7)$$

Die Werte sind in der Regel in dieser Form tabelliert. Dadurch ergibt sich entsprechend die SI-Einheit nach Gleichung 2.8.

$$\left[S \cdot \frac{1}{\rho} \right] = \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{g}} = \text{MeV cm}^2/\text{g} \quad (2.8)$$

2.2.3 Reichweite

Im Allgemeinen wird bei der Reichweite von geladenen Teilchen, also der Eindringtiefe der Teilchen in ein bestimmtes Material, zwischen der Bahnlänge und der tatsächlichen Reichweite bzw. Eindringtiefe unterschieden. Da die geladenen Teilchen über viele Stöße wechselwirken, hat jedes individuelle Teilchen eine individuelle Bahn. Denn nach jedem Stoß verringert sich nicht nur die Energie des Teilchens entsprechend der jeweiligen Wechselwirkung, sondern auch die weitere Flugrichtung bis zum nächsten Stoß. Die Protonen-Reichweite gibt die Eindringtiefe der Protonen in ein gegebenes Material an. Sie kann in erster Näherung mit der Bahnlänge gleichgesetzt werden, da die Protonen nur wenig abgelenkt werden. Das liegt daran, dass die häufigsten Stoßpartner der Protonen die Elektronen des umgebenden Materials sind und Elektronen eine etwa 1836mal kleinere Ruhemasse als Protonen besitzen.

Dementsprechend verdeutlicht Formel 2.9 den Zusammenhang der Reichweite R von Protonen der Anfangsenergie E_0 mit dem Bremsvermögen S_{col} , wobei ρ die Dichte des Materials, m die Masse des Teilchens, z die Ladungszahl des Teilchens und e die Elementarladung darstellt. Hierbei gilt, dass das Strahlungsbremsvermögen vernachlässigt werden kann, vgl. Kap. 2.2.2.

$$R(E_0) = \int_0^{R_{max}} dx = \int_{E_0}^0 -\frac{dx}{dE} dE = \int_{E_0}^0 -\frac{1}{S_{col}} dE \approx \int_{E_0}^0 \frac{-E}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} dE \quad (2.9)$$

Der Zusammenhang von Anfangsenergie E_0 und Reichweite R in einem Material ergibt sich dann zu Formel 2.10. Hierbei entspricht α einem Proportionalitätsfaktor und der Exponent $p = 1,5$ dem Reichweitengesetz von Geiger, das für Protonen bis zu einer Energie von etwa 10 MeV gilt. Bei Energien bis 250 MeV ist $p \approx 1,8$ [17].

$$R(E_0) = \alpha \cdot E_0^p \propto \frac{E_0^p}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \quad (2.10)$$

Für Wasser gilt als praktische Rechenformel für Protonen mit Energien bis 200 MeV auch die Gleichung 2.11 [10].

$$L(E_0) = R(E_0) = 0,0022 \cdot E_0^{1,77} \quad (2.11)$$

Ein häufig genutztes Modell zur Berechnung der Reichweiten ist das CSDA-Modell. Die Abkürzung bedeutet „Continuously Slowing Down Approximation“. Dieses Modell beschreibt den Energieverlust mittels vieler Stöße als quasikontinuierliche Energieabgabe, wobei bei jedem Stoß die gleiche Menge an Energie abgegeben wird. Beispielrechnungen sind in Abbildung 2.6 dargestellt. Das CSDA-Modell wird häufig, auch bei Berechnungen in den Standardwerken der ICRU [11], verwendet.

Noch genauer, aber auch mathematisch komplexer ist das *Vavilov*-Modell [18]. Hierbei folgt die pro Stoß übertragene Energie der Landau-Verteilung und ist nicht konstant wie beim CSDA-Modell. Dieses Modell wird beispielsweise in Monte-Carlo-Programmen wie MCNPX 2.6 [19] angewandt.

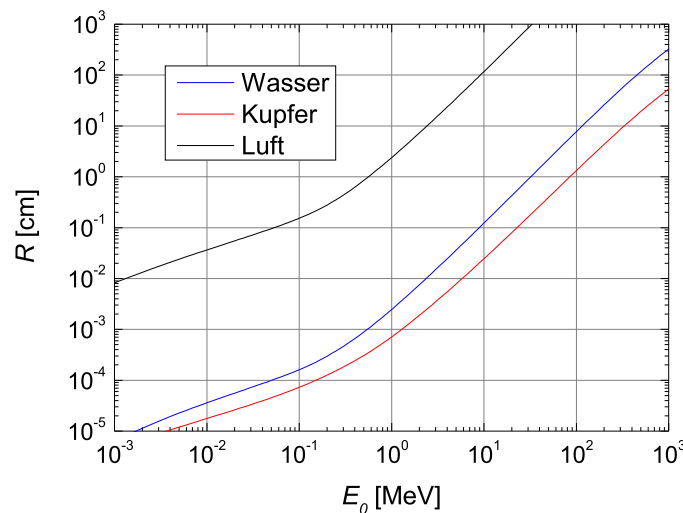


Abb. 2.6: Vergleich der CSDA-Protonenreichweiten für Wasser, Kupfer und Luft [16]

Ein Standardprogramm in der Physik zur Berechnung von Ionenreichweiten ist „The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM)“ [20]. Dieses Programm basiert auf Monte-Carlo-Simulationen, wurde 1983 von J.F. Ziegler und J. P. Biersack entwickelt und wird seitdem ständig erweitert und verbessert.

Ein weiteres Programm zur Berechnung von Protonenreichweiten, das häufig in dieser Arbeit verwendet wird, ist *lookup* [21]. Das Programm gehört zu einer Sammlung von Berechnungsprogrammen von B. Gottschalk, die zur Konzipierung von Protonentherapieanlagen und deren Bestandteilen entwickelt wur-

den. *lookup* stützt sich bei der Reichweitenberechnung auf die Interpolierung der tabellierten Bremsvermögen und das CSDA-Modell.

Die Wechselwirkung der Protonen im Material führt dazu, dass sie keine geradlinigen Bewegungen ausführen, sondern mit sinkender Bewegungsenergie immer weiter gestreut werden. Daher unterliegen selbst rein monoenergetische Protonen einer Reichweitenverschmierung (Reichweiten-Straggling) und somit auch einer Energieverschmierung (Energie-Straggling), denn die Reichweiten der einzelnen Protonen unterscheiden sich trotzdem geringfügig. Deswegen ist mit der Reichweite meist die mittlere Reichweite \bar{R} gemeint. Das ist die Eindringtiefe, bei der die Fluenz der Protonen auf die Hälfte reduziert ist, siehe Abbildung 2.7.

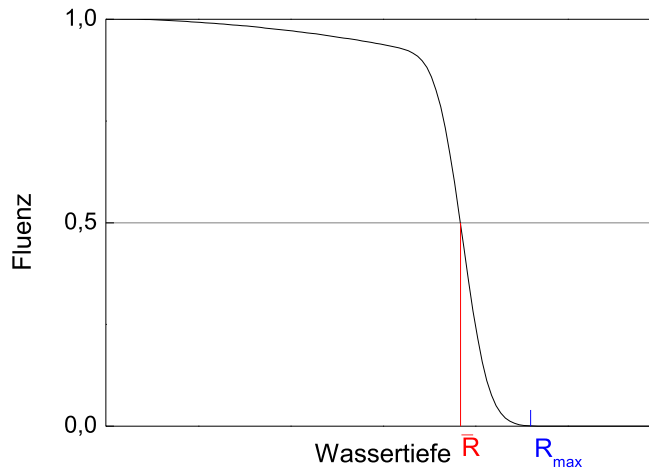


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Transmissionskurve von Protonen einer bestimmten Energie in Materie und Verdeutlichung der mittleren (\bar{R}) und maximalen Reichweite R_{max} . Der flache Abfall am Anfang der Kurve wird durch Absorptionswechselwirkungen, wie z.B. Kernreaktionen hervorgerufen.

Analog zu dem Bremsvermögen wird die Reichweite häufig in mit der Dichte multiplizierten Einheiten angegeben. Damit sind die Angaben relativ unabhängig vom jeweiligen Material.

$$[R \cdot \rho] = \text{cm} \cdot \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} = \text{g}/\text{cm}^2 \quad (2.12)$$

2.2.4 Energie und Dosis

Die physikalische Energiedosis ist die mittlere Energiemenge dE , die in einem bestimmten Massenelement dm des absorbierenden Materials (der Dichte ρ und des Volumens dV) aufgrund von ionisierender Strahlung lokal absorbiert wurde (siehe Gleichung 2.13). Die SI-Einheit der Energiedosis ist das Gray ($\text{Gy} = \text{J/kg}$).

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dV} \quad (2.13)$$

Durch den Energieübertrag der Protonen auf das Material werden die Atome des Absorbermaterials ionisiert. Daher wird die Ionendosis D_I analog zur Energiedosis definiert. D_I ist der Quotient aus der Ladungsmenge dQ des gleichen Vorzeichens, die aufgrund ionisierender Strahlung in einem Luftvolumen dV erzeugt wird und der entsprechenden Masse des Luftvolumens dm_{Luft} (siehe Gleichung 2.14). Die SI-Einheit der Ionendosis ist das Coulomb pro Kilogramm (C/kg).

$$D_I = \frac{dQ}{dm_{\text{Luft}}} = \frac{1}{\rho_{\text{Luft}}} \cdot \frac{dQ}{dV} \quad (2.14)$$

Wird die Dosis über der Eindringtiefe der Protonen im Material aufgetragen, ergibt sich die Tiefendosiskurve (TDK). In Abbildung 2.8 ist für Wasser ein Vergleich von TDK für Protonen gleicher Energie, aber unterschiedlicher Energieschärfe dargestellt.

Die TDK für Protonen zeigt am Anfang ein Plateau, das Dosisplateau. Zum Ende hin steigt die Dosis stark an. Der Großteil der Dosis wird erst am Ende der Protonenreichweite an das umgebende Material abgegeben. Der Grund hierfür ist die Ionisierungsrate J der Protonen (siehe Formel 2.15). Sie gibt an, wie viel Ladung dQ eines Vorzeichens innerhalb einer bestimmten Wegstrecke dx von der ionisierenden Strahlung erzeugt wird. In Formel 2.15 ist \bar{W} die Ionisierungskonstante, also der Energiebedarf zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft [10].

$$J = \frac{dQ}{dx} = \frac{S_{\text{col}}}{\bar{W}} \quad (2.15)$$

Je langsamer die Protonen werden, umso mehr Ionisierungen erzeugen sie auf der gleichen Wegstrecke. Dies wird auch durch das Bremsvermögen deut-

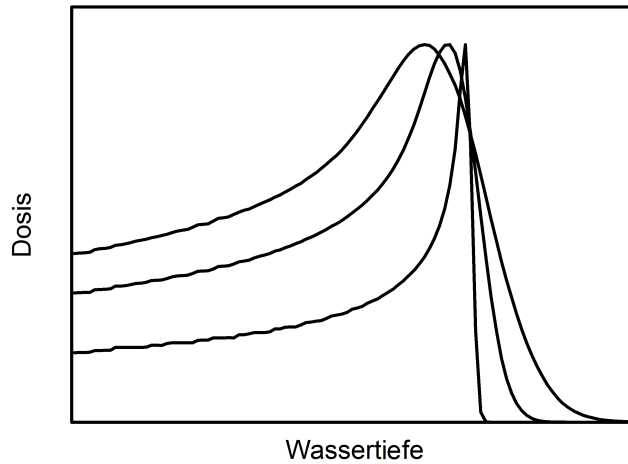


Abb. 2.8: Vergleich der Tiefendosiskurven von monoenergetischen Protonen gleicher Energie, aber unterschiedlicher Energieschärfe (0 %, 4,4 %, 8,8 %) in Wasser.

lich, welches zu niedrigen Energien hin ansteigt (siehe Kap. 2.2.2). Bei einem idealisierten monoenergetischen Protonenstrahl, steigt die TDK zum Ende der Reichweite stark an, um dann bei der maximalen Eindringtiefe senkrecht abzufallen (distaler Dosisabfall). Aber aufgrund von Streuung und Energieverschmierung (Energie-Straggling) werden die einzelnen Protonen in unterschiedlichen Tiefen gestoppt und der distale Abfall ist nicht senkrecht. Die mittlere Reichweite der Protonen liegt in etwa der gleichen Tiefe, bei der die abfallende TDK auf 80 % der Dosis abgefallen ist.

Weiteren Einfluss auf die Form der TDK haben die mittels Kernreaktionen vom Material eingefangenen Protonen. Deren Dosis geht dem eigentlichen Peak verloren, sorgt aber dafür, dass das Dosisplateau am Beginn ansteigt und der Dosispeak kleiner wird.

Eine weitere wichtige Größe zur Beschreibung des Energieübertrages auf das bestrahlte Material ist der lineare Energietransfer (*LET*). Der *LET* ist eine Eigenschaft geladener Teilchen und beschreibt die Wechselwirkung dieser Teilchen mit Materie. Der *LET* ist der Quotient aus dem mittleren Energieverlust dE , den ein Teilchen durch Stöße erleidet und dem dabei zurückgelegten Weg des geladenen Teilchens ds , wobei der Energieverlust kleiner ist als eine vorgegebene Energie Δ [9].

$$LET = L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{ds} \right)_{\Delta} \quad (2.16)$$

Für den LET-Wert gilt dabei:

$$L_{\Delta} \leq S_{col} \text{ bzw. } L_{\infty} = S_{col} \quad (2.17)$$

Die LET-Werte verhalten sich im Wesentlichen wie das Stoßbremsvermögen und steigen zu niedrigen Energien hin an. Sie dienen außerdem zur Quantifizierung von Strahlungsqualitäten wie „locker“ oder „dicht“ ionisierende Strahlungsarten [10]. Dabei gilt, je dichter ionisierend Strahlung ist, desto mehr Ionen werden pro Wegstrecke erzeugt.

2.3 Augentumorthherapie am HZB

Protonen bieten für die Therapie von Tumoren im Vergleich zu konventionellen Strahlenarten wie Photonen- und Elektronenstrahlung einen entscheidenden Vorteil: ihre Tiefendosiskurve (TDK). In Abbildung 2.9 wird die TDK von Protonen mit den TDK von Photonen und Elektronen, wie sie üblicherweise in der Strahlentherapie eingesetzt werden, verglichen. Im Gegensatz zu Photonen haben Protonen eine scharf begrenzte Reichweite im Material und applizieren auch nur soweit Dosis im Gewebe. Dadurch ist es möglich, die Dosis im gesunden Gewebe um den Tumor auf ein Minimum zu beschränken. Das ist gerade bei den Augentumoren wichtig, die, abgesehen von der Entfernung des betroffenen Auges, nur mit Protonen behandelt werden können. Das sind unter anderem die Tumore in unmittelbarer Nähe zur Makula, dem Punkt des schärfsten Sehens oder zur Papille, dem Sehnervenaustritt. Gerade an diesen Stellen ist eine Schonung des gesunden Gewebes fundamental wichtig für den Erhalt der Sehfähigkeit. Bereits Dosisbelastungen von wenigen Gy am Sehnerv können zu Sehkraftverlusten führen.

Am HZB wird in Kooperation mit der Universitätsklinik Universitätsmedizin Charité Berlin (Charité) Protonenstrahlung speziell für die Behandlung von Augentumoren erzeugt und verwendet. Bei Augentumoren ist es wichtig, die kritischen Strukturen, wie zum Beispiel die Makula, die Papille oder den Sehnerv bestmöglich zu schonen, um die Sehfähigkeit der Patienten erhalten zu können. Abbildung 2.10 zeigt exemplarisch Isodosiskonturen, also Konturen gleicher Dosis, eines Bestrahlungsplans und den Vorteil eines scharf begrenzten Strahlungsfeldes für die Vermeidung von Strahlenschäden in den kritischen

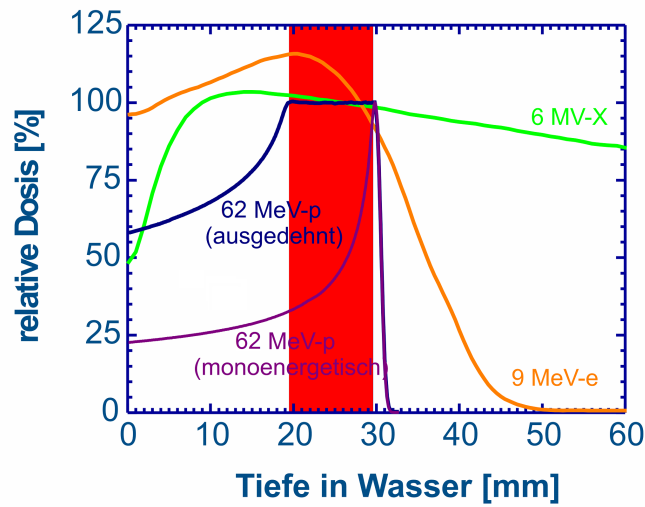


Abb. 2.9: Vergleich der Tiefendosiscurven von unterschiedlichen Strahlungsarten (Photonen (X), Elektronen (e) und Protonen (p)) mit gekennzeichnetem Tumorbereich (rot). Das Referenzmaterial hierbei ist Wasser. Die Erklärung der ausgedehnten Tiefendosiscurve erfolgt in Kapitel 2.3.3.

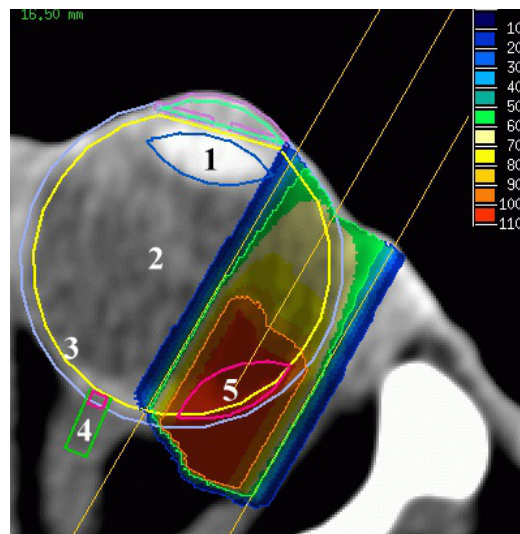


Abb. 2.10: Isodosiskonturen eines Bestrahlungsplanes für die Bestrahlung eines Aderhautmelanoms mit Protonen. Der Tumor (5), der Sehnerv samt Papille (4), die Linse (1), der Glaskörper (2) und die Netzhaut (3) sind markiert und die Dosisverteilung des Protonenstrahls ist dargestellt.

Strukturen. Die Dosis im Auge fällt innerhalb von weniger als 1 mm am Ende der Eindringtiefe ab. Dieser scharfe Abfall erlaubt es auch die Tumore erfolg-

reich zu behandeln, die sehr nah an den kritischen Strukturen liegen. Dadurch ist es aber auch notwendig, den Protonenstrahl reproduzierbar mit einer Genauigkeit von 0,1 mm im Patientenauge zu applizieren, weshalb die Patienten während der Therapie mit ebensolcher Genauigkeit positioniert werden. Darüber hinaus muss auch die Eindringtiefe des Protonenstrahls mit der gleichen Genauigkeit bekannt sein und in den regelmäßigen Konstanzprüfungen kontrolliert werden. Daher ist es notwendig, fortwährend die mögliche Anwendung neuer Messprinzipien, wie die des Multi-Leaf Faraday Cups (MLFC), zur präzisen Messung der Eindringtiefe der Protonen in der Therapie zu untersuchen. Das folgende Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Augentumorthherapie, ihren Ablauf und ihre Besonderheiten.

2.3.1 Die Anlage

Das HZB verfügt über eine Beschleunigeranlage zur Erzeugung von Ionenstrahlen, welche hauptsächlich für die Protonentherapie von Augentumoren genutzt wird. Die Anlage ging aus dem früheren Ionenstrahllabor Berlin des Hahn-Meitner-Instituts hervor. Abbildung 2.11 zeigt eine Übersichtsskizze der Anlage am HZB.

Vorbeschleuniger

Der Protonenstrahl des HZB muss für die Therapie mit einer Energie von 3,6 MeV in das Zyklotron injiziert werden. Dafür wird ein Vorbeschleuniger (siehe Abb. 2.12) samt Ionenquelle verwendet [22]. Der Vorbeschleuniger ist ein Tandetron der Firma High Voltage Engineering Europa B. V.. Das ist ein Gleichspannungsbeschleuniger, der nach dem Prinzip der Tandembeschleunigung [1, 23, 24] arbeitet.

Ein Tandembeschleuniger nutzt die erzeugte Gleichspannung doppelt zur Beschleunigung von Ionen. Im Falle des Tandetrons des HZB werden zunächst negative Wasserstoffionen in einem Duoplasmatron Modell 358 der Firma High Voltage Engineering Europa B. V. (siehe Abb. 2.13) erzeugt. Diese Ionen werden vom Massepotential zum positiven Hochspannungspunkt (1800 kV) hin beschleunigt. Am Hochspannungspunkt befindet sich ein Gasstripper. Die Io-

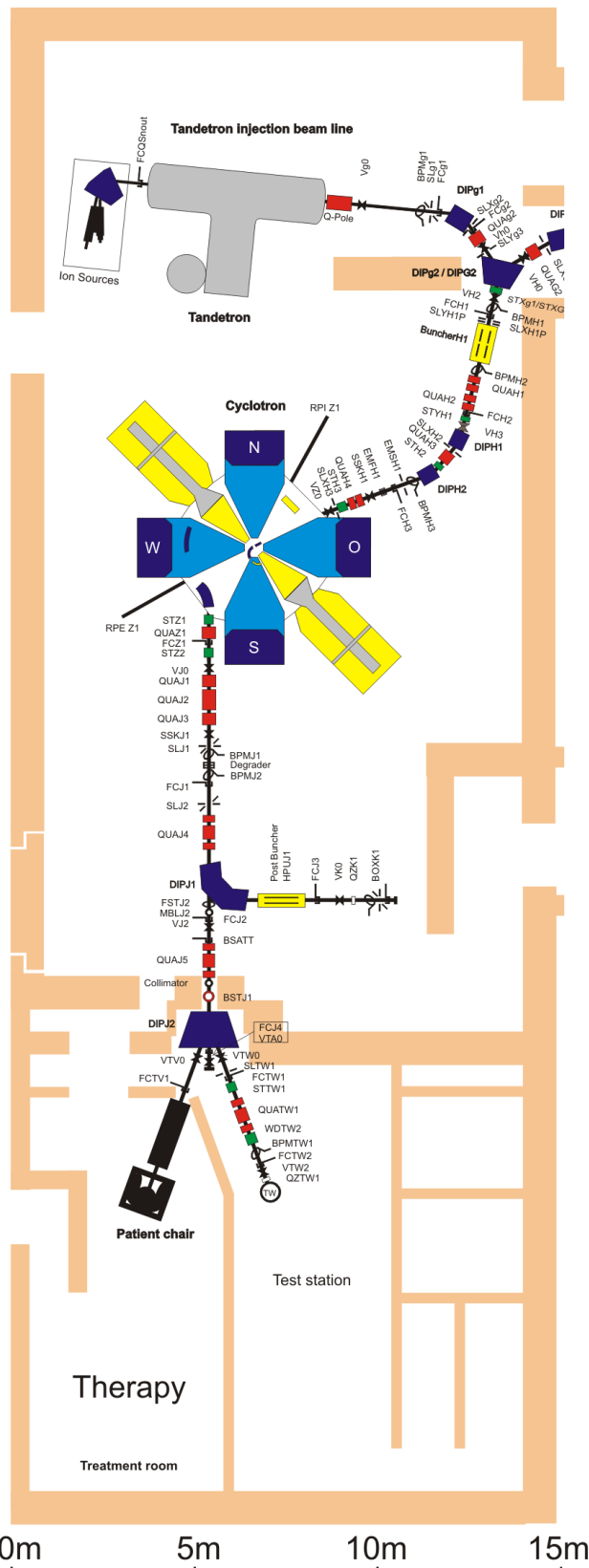


Abb. 2.11: Übersicht über die Beschleunigeranlage mit Quadropol- (QUA) und Dipolmagneten (DIP), Strahlmonitoren (BPM), Faraday Cups (FC) zur Strommessung, Schlitzen (SL) zur Strahlfleckbeschnidung, Steerer (ST) zur Veränderung der Strahlage, schnellem Strahlstopper (BSATT) und Ventilen (V).

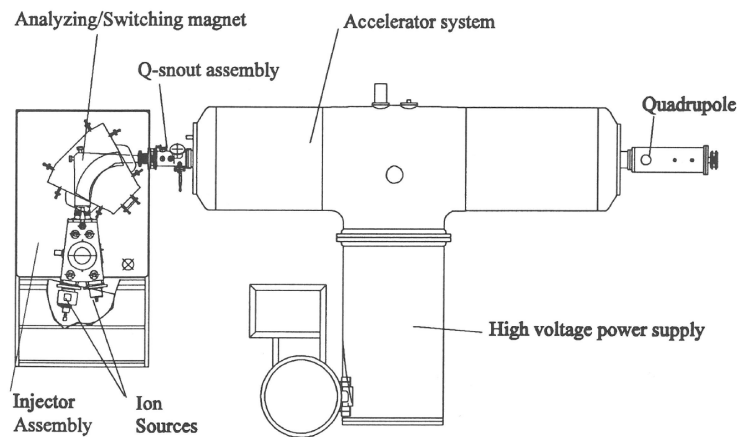


Abb. 2.12: Skizze der Vorbeschleunigeranlage inklusive Ionenquellen (Ion Sources) und Beschleunigungssystem (Tandetron, Accelerator system). In der Mitte des Beschleunigersystems liegt der Hochspannungspunkt (am High voltage power supply) und der Strahl verlässt den Tank auf der rechten Seite (Quadrupole) [24].

nen durchfliegen das Strippergas und streifen dabei ihre Elektronen ab. Die so entstehenden Protonen werden von der gleichen Spannung erneut beschleunigt.

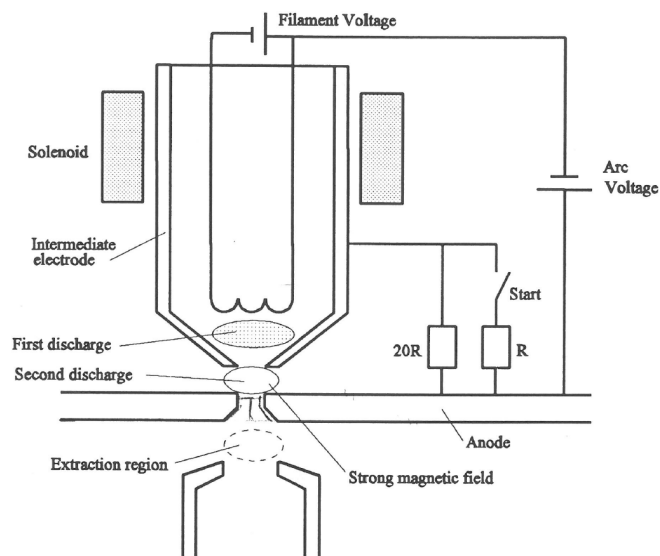


Abb. 2.13: Aufbau des Duoplasmatrons des Tandetrans [25]

Plasmatrons sind Ionenquellen, die auf Manfred von Ardenne zurückgehen [26]. Bei Plasmatrons wird ein Gas mit Elektronen aus einer Glühkathode ionisiert und über Gasentladungen ein Plasma erzeugt. Um die Ausbeute an Ionen zu steigern, werden zusätzliche, speziell geformte (Zwischen-) Elektroden dazu

genutzt, das elektrische Feld kurz vor der Anode räumlich zu konzentrieren. In diesem Fall spricht man von einem Unoplasmatron. Wird zusätzlich ein axiales Magnetfeld im Raum zwischen der Anode und Zwischenelektrode angelegt, erhöht sich die Ionenausbeute weiter, da das Magnetfeld einschließend auf die Ionen wirkt. Dieser Aufbau wird in einem Duoplasmatron realisiert, da zwei Felder zur Erzeugung des Ionenstrahls genutzt werden. Um die gewünschten Ionen extrahieren zu können, wird hinter der Anode ein entsprechender Extraktor verwendet. Bei der Erzeugung negativer Ionen muss der Extraktor positiv vorgespannt sein, um zu verhindern, dass positive Ionen extrahiert werden. Bei dem Duoplasmatron des HZB werden direkt die H^- -Ionen extrahiert. Um dabei möglichst wenig Elektronen zu extrahieren, befindet sich der Extraktor nicht auf der zentralen Achse der Quelle, sondern etwas darunter. Da die Ionen im Plasma nicht gleichförmig verteilt sind, werden durch diese Einstellungen bessere Ionenausbeuten erzielt [27].

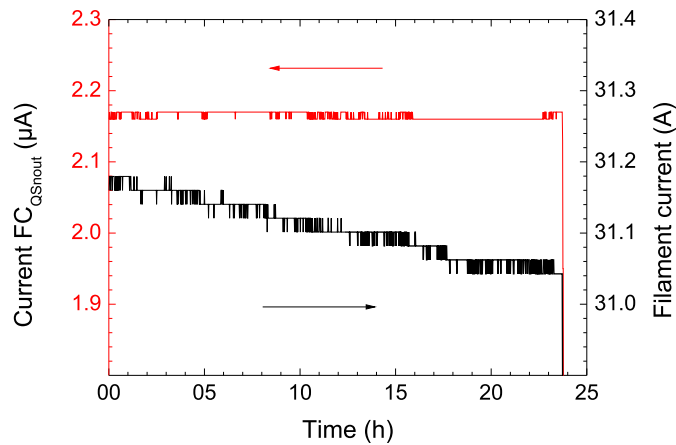


Abb. 2.14: Intensität des H^- -Strahls (Current $\text{FC}_{\text{QSnout}}$, rote Linie) vor der Beschleunigung im Tandetron [22]

Die Kombination aus Ionenquelle und Tandetron liefert einen stabilen Strahl, siehe Abbildung 2.14 und 2.15, weshalb während der fünf Therapietage die Injektoreinstellungen unverändert bleiben können. Lediglich die Strahlintensität wird mit Schlitzen, an die für die Therapie benötigte Intensität, angepasst. Da während der Nächte keine Bestrahlungen erfolgen, wird die Terminalspannung in dieser Zeit auf 500 kV heruntergefahren, um die Maschine nicht unter

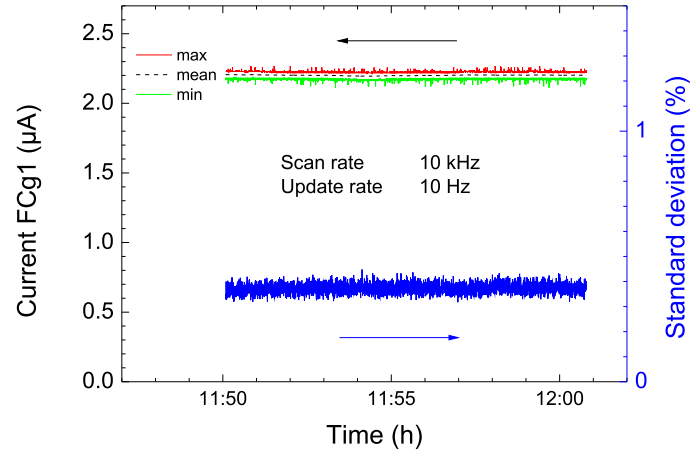


Abb. 2.15: Stabilitätsmessung eines typischen 3,6 MeV Protonenstrahls vor der Injektion in das Zyklotron [22]

voller Belastung laufen zu lassen, sie aber auch nicht komplett ausschalten zu müssen.

Das Zyklotron

Der Hauptbeschleuniger ist ein Isochronzyklotron ($k=132$). Die Idee eines Zyklotrons entwickelte E.O. Lawrence 1930, wofür er 1939 den Nobelpreis erhielt [28]. Ein Zyklotron ist ein Ringbeschleuniger, bei dem sich im klassischen Fall (siehe Abbildung 2.16) in einer Vakuumkammer zwei halbkreisförmige Hohl Elektroden befinden, die sogenannten „Dees“. Die ganze Kammer ist von einem homogenen Dipolmagnetfeld durchsetzt. Dadurch werden sich bewegende geladene Teilchen innerhalb des Zyklotrons auf Kreisbahnen gezwungen. Entsprechend der Lorentzkraft ergibt sich der Bahnradius r gemäß Formel 2.18 wobei m die Masse, v die Geschwindigkeit, q die Ladung und p der Impuls des geladenen Teilchens ist. B steht dabei für das Magnetfeld bzw. die magnetische Flussdichte.

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} = \frac{p}{q \cdot B} \quad (2.18)$$

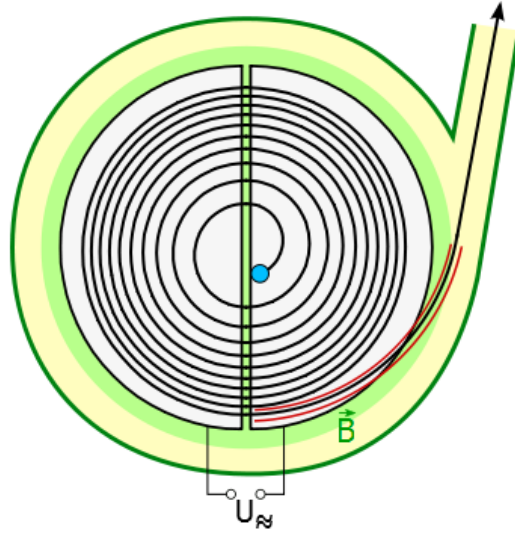


Abb. 2.16: Prinzipskizze eines klassischen Zyklotrons dem Magnetfeld \vec{B} und der hochfrequenten Wechselspannung U_{\approx} [29]

Mit dem Bahnradius ergibt sich die Umlauffrequenz $\omega = v/r$ entsprechend Formel 2.19 und damit die Zyklotronfrequenz ν_{Zyk} über $\omega = 2\pi\nu$ in Formel 2.20.

$$\omega = \frac{q \cdot B}{m} \quad (2.19)$$

$$\nu_{zyk} = \frac{q \cdot B}{2\pi \cdot m} \quad (2.20)$$

An die Dees wird eine hochfrequente Wechselspannung angelegt, wodurch die Ionen bei jedem Spaltdurchgang an Energie gewinnen. Dabei muss die Zyklotronresonanzbedingung in Formel 2.21 erfüllt sein, also die Frequenz der Wechselspannung ν_{HF} der Zyklotronfrequenz ν_{Zyk} entsprechen.

$$\nu_{HF} = \nu_{Zyk} \quad (2.21)$$

Der Gewinn an Energie pro Spaltdurchgang ΔE_{HF} hängt zum einen von der Amplitude der Wechselspannung U_0 und der Ladung q der Ionen und zum anderen von der Phasenlage φ des Ions bezüglich der Wechselspannung ab (siehe Formel 2.22).

$$\Delta E_{HF} = q \cdot U_0 \cdot \cos \varphi \quad (2.22)$$

Der Energiegewinn ist bei der Phasenlage $\varphi = 0$ maximal. Ansonsten ist die Definition der Phasenlage analog zu anderen Beschleunigertypen wie dem Linearbeschleuniger oder Synchrotron, denn Teilchen mit einer Phasenlage $\varphi > 0$ kommen später zum HF-Spalt. Weitere Ausführungen zur Phasenlage in Zyklotronen finden sich in [23]. Jedes Zyklotron hat eine entsprechende Phasenakzeptanz, also einen Phasenbereich, in dem Teilchen erfolgreich beschleunigt werden. Teilchen mit einer Phasenlage außerhalb dieses Bereiches werden in der Regel innerhalb der ersten Umläufe eliminiert. Das HZB-Zyklotron hat eine Phasenakzeptanz von 6° .

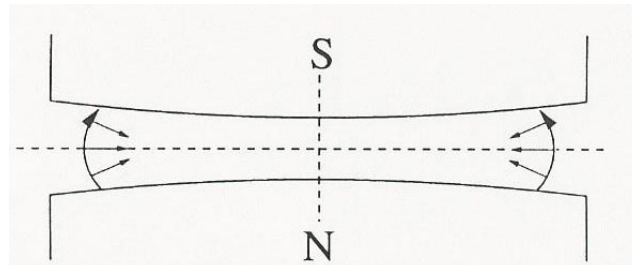


Abb. 2.17: Querschnittsskizze des Magneten (N für Nordpol, S für Südpol) eines klassischen Zyklotrons und gekennzeichnete axial-fokussierende Wirkung der Lorentzkraft auf geladene Teilchen ober- und unterhalb der Mittelebene [23]

Die radiale Bahnstabilität eines Zyklotrons ergibt sich aus der Wirkung der Lorentz- und der Zentrifugalkraft. Die axiale Bahnstabilität wird durch eine leichte Inhomogenität des Magnetfeldes erreicht. Es fällt, wie in Abbildung 2.17 dargestellt, radial leicht nach außen ab, wodurch Rückstellkräfte auf die Teilchen wirken, die sich nicht auf der Sollbahn befinden. Die Theorie der radialen und axialen Bahnstabilität von Kreisbeschleunigern wurde im Zusammenhang mit dem Betatron entwickelt und weiterführende Informationen hierzu finden sich in [30, 23].

Werden mit klassischen Zyklotronen Ionen bis in den relativistischen Bereich beschleunigt, bleibt die Zyklotronresonanzbedingung nicht mehr erhalten, da sich die relativistische Masse γm der Ionen verändert und dadurch das Verhältnis $B/\gamma m$ nicht mehr konstant ist. Eine Variante, die Zyklotronresonanzbedingung dennoch zu erhalten, ist die Hochfrequenz so zu modulieren, dass ein Paket von Teilchenpulsen durchgängig beschleunigt wird. Somit bleibt für dieses Paket die Zyklotronresonanzbedingung erhalten. Ein Zyklotron die-

ser Art heißt Synchrozyklotron, weiterführende Informationen finden sich in [1, 23]. Ein Synchrozyklotron erzeugt immer einen gepulsten und keinen kontinuierlichen Strahl (CW-Strahl).

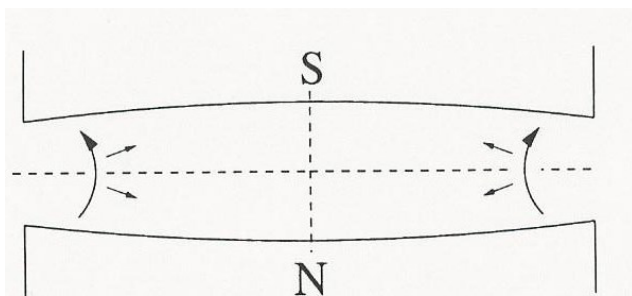


Abb. 2.18: Querschnittsskizze des Magneten (N für Nordpol, S für Südpol) eines Isochronzyklotrons und gekennzeichnete axial-defokussierende Wirkung der Lorentzkraft auf geladene Teilchen ober- und unterhalb der Mittelebene [23]

Eine Variante, den CW-Betrieb auch bei relativistischen Energien zu ermöglichen, ist das Isochronzyklotron. Hierbei wird die Zyklotronresonanzbedingung erhalten, indem das mittlere Magnetfeld radial nach außen hin zunimmt, siehe Abbildung 2.18. Damit bleibt das $B/\gamma m$ -Verhältnis konstant. Ein nach außen hin zunehmendes Magnetfeld führt jedoch zur Defokussierung des Strahls. Deswegen findet beim Isochronzyklotron das Prinzip der „starken Fokussierung“ [31, 23] Anwendung. Das Prinzip besagt, dass eine geeignete Kombination aus fokussierenden und defokussierenden Elementen (Sammel- und Zerstreuungslinsen) in Summe „stark“ fokussierend wirkt. Im Fall vom Isochronzyklotron wird das Magnetfeld dafür in „Berg-“ und „Tal-Segmente“ unterteilt, siehe Abbildung 2.19. An den Kanten der „Berg-Felder“ wird der Strahl axial fokussiert und radial defokussiert. Dieses Prinzip wird Kantenfokussierung oder auch Thomas-Fokussierung genannt [32]. Vertiefende Informationen zur Kantenfokussierung finden sich in [23, 31, 32].

Bei größeren Zyklotrons ist das „Tal-Feld“ häufig eine feldfreie Driftstrecke. Die Anzahl und Form der separierten Sektoren ist unterschiedlich und variiert von einfach tortenstückförmigen Sektoren bis hin zu Spiralen, wie zum Beispiel bei dem weltweit größten 500 MeV Zyklotron am TRIUMF in Kanada.

Typischerweise wird zu jedem Zyklotron der k -Wert angegeben. Das HZB-Zyklotron hat einen Wert von $k=132$. Der k -Wert ist eine Klassifizierung des Magnetfeldes im Zyklotron und gibt an, wie viel Energie in MeV Protonen

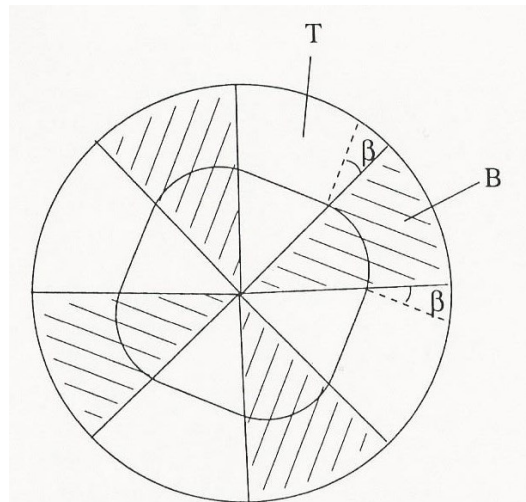


Abb. 2.19: Skizze der Segmentierung des Magnetfeldes eines Isochronzyklotrons in Bergfelder B und Talfelder T; β ist der axial-fokussierend wirkende Kantenwinkel [23].

theoretisch maximal besitzen dürfen, um noch von dem Magnetfeld auf der Bahn gehalten zu werden. Das HZB-Zyklotron könnte also, zumindest hinsichtlich der Magnetfelder im Zyklotron, Protonen auf 132 MeV beschleunigen. Aber die Hochfrequenz und Injektionssysteme sind für diese hohe Energie nicht ausgelegt und für die Therapie von Augentumoren ist eine Energie im Bereich von 68 MeV ausreichend.

Um die Ionen aus einem Zyklotron zu extrahieren, gibt es zwei verschiedene Prinzipien. Die eine Variante funktioniert ähnlich wie das Tandemprinzip in Kapitel 2.3.1. Dabei treffen die negativen Ionen, wenn sie die gewünschte Energie erreicht haben, auf eine Stripperfolie, wodurch sie umgeladen werden. Durch die entgegengesetzte Ladung verändert sich ihre Bahnrichtung im Magnetfeld des Zyklotrons und sie werden extrahiert. Die zweite Variante ist die Extraktion mit einem elektrostatischen Deflektor (Septum). Hierbei wird die Bahn der Ionen gezielt mit einem kurzreichweitigen, elektrostatischen Feld von der Kreisbahn abgelenkt. Die Extraktion am HZB-Zyklotron wird mit einem Septum realisiert.

Das HZB-Zyklotron, siehe Abbildung 2.20, ist ein Isochronzyklotron ($k=132$) mit 4 Sektoren, 2 Dees und einer Phasenakzeptanz von 6° . Es wurde vom ehemaligen Hahn-Meitner-Institut und der Firma Scanditronix entworfen und gebaut. Jeder Sektormagnet hat einen Winkel von 50° , ein maximales Magnetfeld

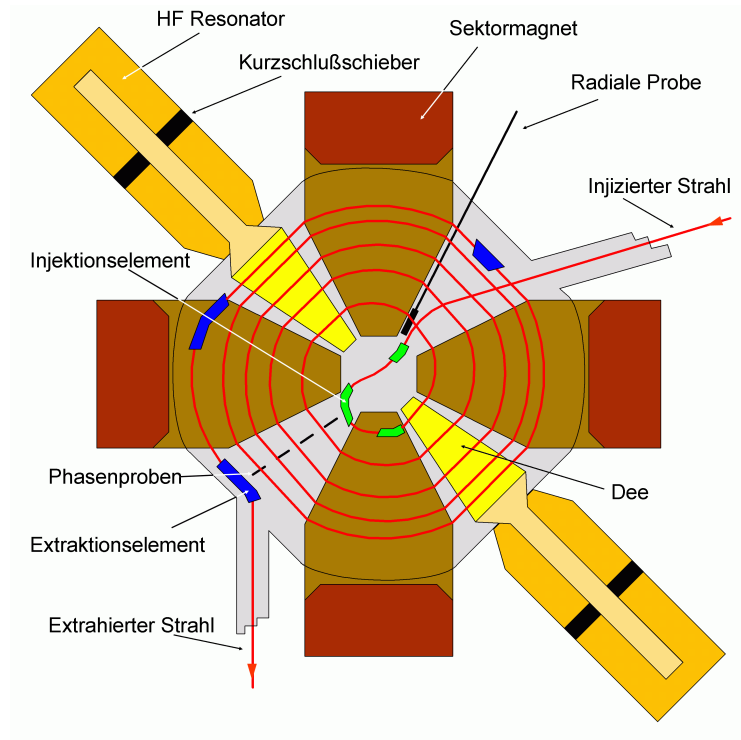


Abb. 2.20: Skizze des HZB-Zyklotrons

von 1,64 T bei einem maximalen Strom von 2000 A, eine Leistung von 400 kW und ein Gewicht von 90 t. Die Dees haben einen Winkel von 36° und liefern eine Hochfrequenz im Bereich von 10 MHz bis 20 MHz bei einer maximalen Amplitude von 140 kV. Protonen können bis maximal 72 MeV beschleunigt werden, leichte Ionen bis 30 MeV u^{-1} und schwere Ionen bis 6 MeV u^{-1} . Die 4 Sektoren haben insgesamt 12 Trimmspulen, die das Magnetfeld entsprechend anpassen. Das Zyklotron erhöht die Energie der Protonen um den Faktor 17, was von einer Injektionsenergie von ca. 4 MeV zu einer Extraktionsenergie von 68 MeV, bei einer Energiebreite von ca. 100 keV, führt.

Die Transmission, also das Verhältnis von extrahierten zu injiziertem Ionenstrom, des Zyklotrons hängt von dem injizierten Strahl ab. Bei einem kontinuierlichen Protonenstrahl wird eine Transmission von 10 % erreicht. Wird der Protonenstrahl vorher auf eine Phasenbreite von 6° gebuncht, erhöht sich die Transmission. Aufgrund der relativ weiten Entfernung des letzten für Protonen verwendbaren Bunchers vor dem Zyklotron, und der damit verbundenen Erhöhung der Phasenbreite auf dieser Wegstrecke, steigt die Transmission für Protonen nur auf 50 %. Da die einzelnen Ionenbahnen (Turns) im Zyklotron

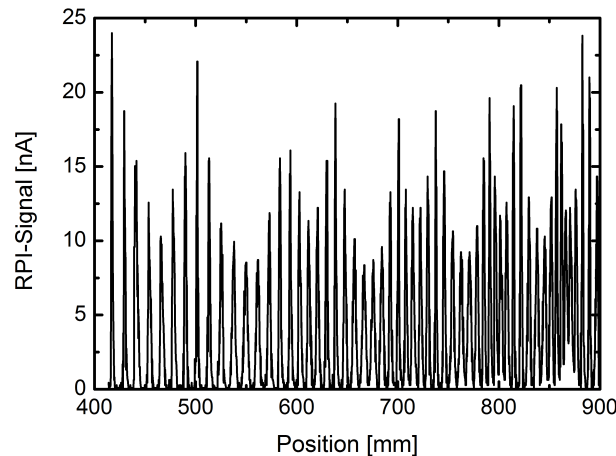


Abb. 2.21: Ausschnitt eines gemessenen Turnpatterns, also der Bahnlagen der Protonen im HZB-Zyklotron, wobei das RPI-Signal dem Strom auf einer radialen Sonde, die vom Zentrum des Zyklotrons (Position 0) nach außen gefahren wird, entspricht. Die Position gibt dabei die Entfernung vom Zentrum des Zyklotrons an. Der abnehmende Abstand zwischen den einzelnen Bahnen mit zunehmendem Radius (Position) ist deutlich zu erkennen

mit steigender Energie immer näher beieinander liegen, siehe Abbildung 2.21, lässt sich nur im gebunchten Betrieb eine Single-Turn-Extraktion realisieren. Im normalen Therapiebetrieb kommt es vor, dass mehr als ein Turn extrahiert wird.

Strahlführung

Beim Übergang von der Beschreibung einzelner Teilchen hin zur Beschreibung des ganzen Strahls verwendet man den Phasenraum und die Phasenellipse. Der Phasenraum eines Teilchenstrahls ist im einfachsten Fall der Raum, den die Ortsabweichung und die Winkel- bzw. Richtungsabweichung eines Teilchens von der Sollbahn in einer Dimension aufspannen. Dabei ist x die Ortsabweichung von der Sollbahn s in radialer Richtung und x' die dementsprechende Winkelabweichung. Der Phasenraum hat im Allgemeinen sechs Dimensionen, zum einen die Orts- und Winkelabweichungen von der Sollbahn in radialer (x, x') und axialer (y, y') Richtung sowie die relative Impulsabweichung δ und, im Falle eines gepulsten Strahls, die longitudinale Ortsabweichung l . Durch die

Beschreibung der Intensitätsverteilung der Einzelstrahlen, also der Dichteverteilung $\rho(x, x', y, y', \delta, l)$, wird der gesamte Strahl beschrieben. Solche Dichteverteilungen können von Ellipsen umrandet werden, deren Formen allgemeine Strahleigenschaften repräsentieren. Diese Ellipsen werden Phasenellipsen im zweidimensionalen Fall oder Phasenellipsoid im Fall mehrerer Dimensionen genannt.

Eine zentrale Größe in Verbindung mit der Phasenellipse ist die Emittanz E . Die Emittanz ist die Fläche der Phasenellipse, ein Maß für die transversale Strahlbündelung und eine Erhaltungsgröße der linearen Ionenoptik. Im Fall der radialen Phasenellipse, welche mit der symmetrischen Matrix Σ_x beschreiben werden kann, ergibt sich die Definition gemäß Formel 2.23. Die Einheit ist $[E_x] = \pi \cdot \text{m} \cdot \text{rad}$.

$$E_x = \pi \epsilon_x = \pi \sqrt{\det \Sigma_x} \quad (2.23)$$

Eine anschauliche statistische Definition der Emittanz bezieht sich auf eine oder mehrere Standardabweichungen σ der Dichteverteilung des Teilchenstrahls, siehe Formel 2.24.

$$E_x = \pi \epsilon_x = \pi \sigma_x \sigma_{x'} \quad (2.24)$$

Weiterführende Betrachtungen zur Emittanz und Emittanzmessung sowie umfangreiche Ausführungen und Herleitungen zur Ionenoptik sind in [23] enthalten.

Die Strahlemittanz nach dem HZB-Zyklotron beträgt $E_x/\pi = 6 \text{ mm mrad}$ und $E_y/\pi = 5 \text{ mm mrad}$.

Das Strahlprofil nach dem Zyklotron ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Es hat dabei eine Halbwertsbreite in x-Richtung von 2,9 mm und in y-Richtung von 1,2 mm. Für die Therapie wird jedoch ein homogenes Strahlungsfeld mit einem Durchmesser von etwa 5 cm benötigt. Dafür wird eine 50 μm dicke Tantal-Folie in den Strahlengang gebracht, um die Divergenz des Strahls zu erhöhen und ihn somit aufzustreuen. Durch diverse Blenden im weiteren Strahlverlauf und zuletzt die Patientenblende (siehe Abbildung 2.27 in Kapitel 2.3.3) wird ein homogenes Strahlungsfeld am Therapieplatz erzeugt, dessen Strahlprofil in Abbildung 2.23 dargestellt ist.

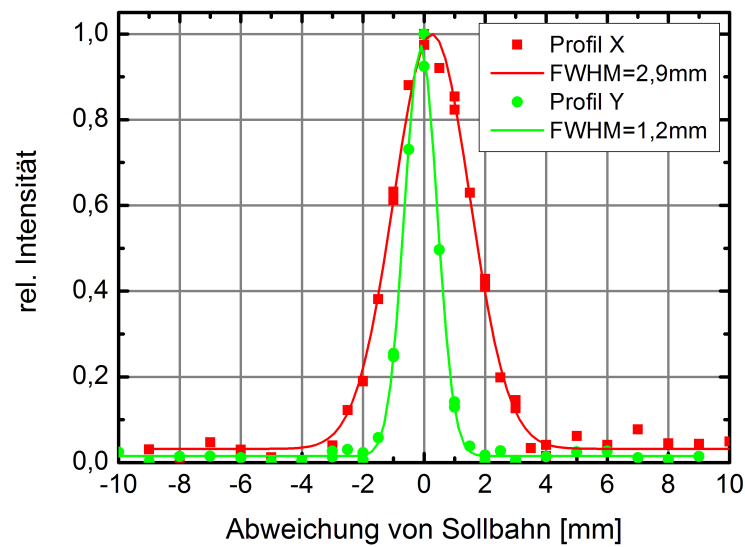


Abb. 2.22: Das Strahlprofil in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung nach dem Zyklotron mit auf 1 normierter Intensität

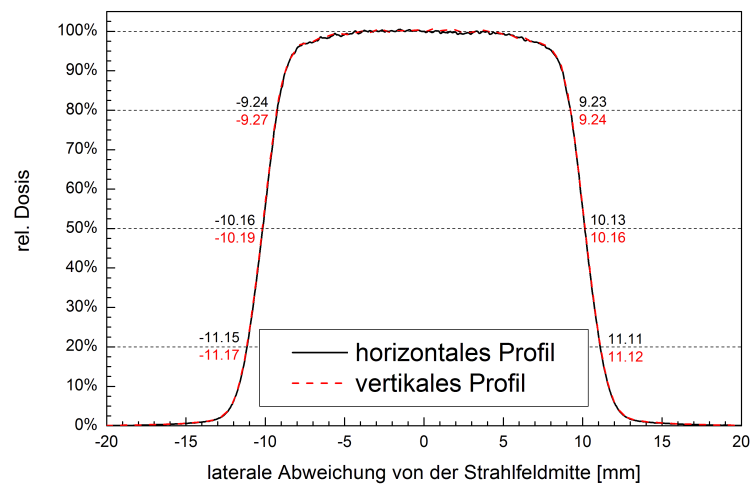


Abb. 2.23: Das Strahlprofil in horizontaler und vertikaler Richtung am Therapieplatz nach dem Aufstreuen des Strahls, hierbei wurde eine Kreisblende mit einem Durchmesser von 20 mm verwendet.

Zur Energiebestimmung des Protonenstrahls nach dem Zyklotron wird der Dipolmagnet DIPJ1 genutzt, siehe Abbildung 2.11. Das ist ein 90° Ablenk- magnet, der während der Therapie und sonstiger Bestrahlungen ausgeschaltet ist, damit der Strahl ihn ohne Ablenkung passieren kann. Während der Energie- messung wird der Magnet jedoch zum Ablenken des Strahls genutzt. Hinter dem Magneten befinden sich verfahrbare Schlitze und ein Faraday Cup zur

Strahlstrommessung. Die Schlitze werden bis auf einen Spalt von 0,5 mm zugefahren. Während der Strom im Magneten und damit das Magnetfeld geändert wird, wird der Strom am Faraday Cup ausgelesen. Dabei streicht der Strahl über die Schlitze und den Faraday Cup. Aus dem Stromwert für die Magnetfeldeinstellung, bei der der Strahlstrom auf dem Faraday Cup maximal ist, wird berechnet, welche Energie der Strahl hat, damit er bei dem entsprechenden Magnetfeld um 90° abgelenkt wird. In Abbildung 2.24 ist eine typische Messkurve, ein „Energieplot“, dargestellt. Eine solche Energiebestimmung erfolgt am Anfang jeder Therapiewoche.

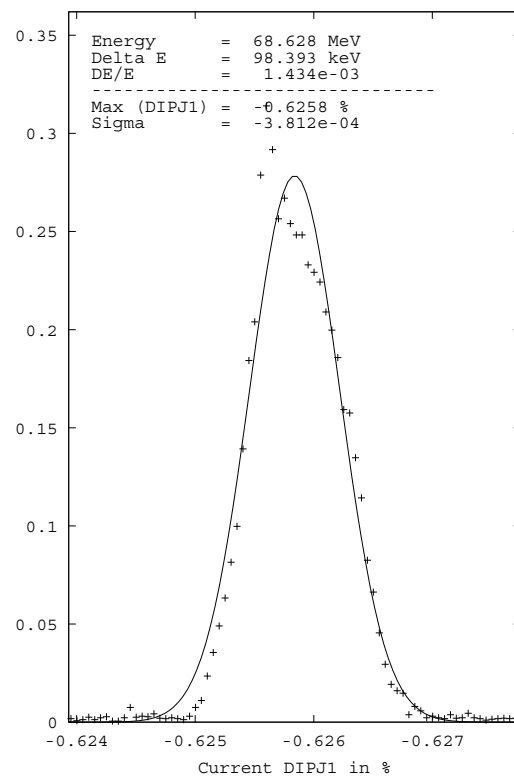


Abb. 2.24: Typischer Plot einer Energiemessung des Protonenstrahls für die Therapie

2.3.2 Ablauf der Therapie

Am HZB werden in 12 Strahlzeiten pro Jahr (also in einer Woche pro Monat) Augentumorpatienten mit Protonen bestrahlt. Dabei ist der Ablauf der Therapie jedes Mal nahezu identisch.

Nachdem beim Patienten der Augentumor festgestellt wurde, wird mittels verschiedener diagnostischer Verfahren, wie CT- und MRT-Aufnahmen oder Fundusbildern, der Tumor genau lokalisiert, siehe Abbildung 2.25. Der Arzt legt mit den gewonnenen Daten das zu bestrahlende Gebiet und die notwendige Dosis fest. Damit erstellen die Medizinphysiker einen Bestrahlungsplan für jeden Patienten, der die Anforderungen der Ärzte erfüllt und dabei die Strahlenbelastung des gesunden Gewebes und vor allem der Risikostrukturen so gering wie möglich hält.

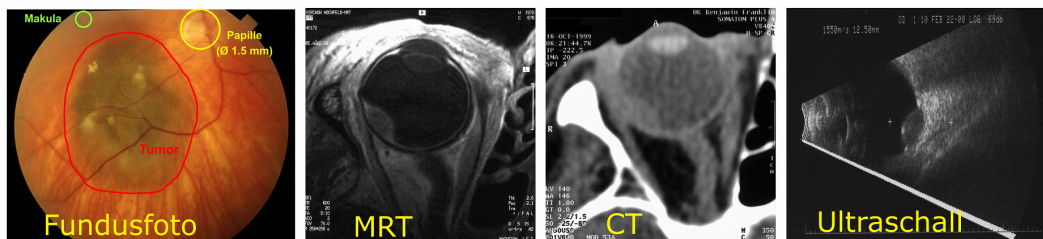
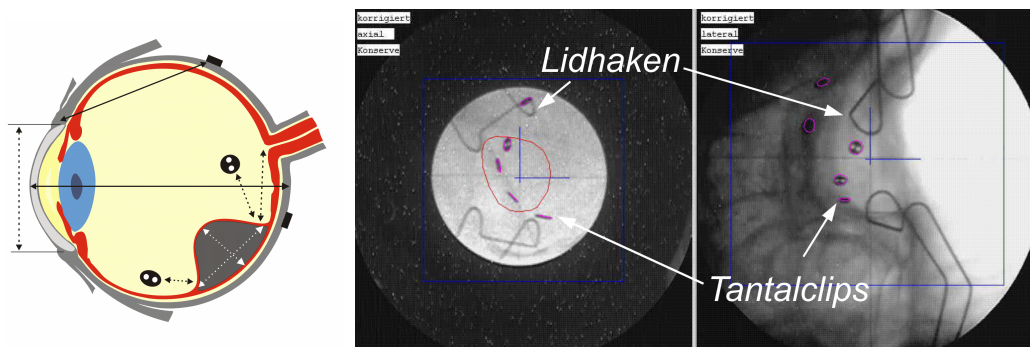


Abb. 2.25: Einige exemplarische Aufnahmen zur Diagnose Aderhautmelanom



(a) Skizze eines Auges mit Tumor und Ta-Clips (b) Bilder der Positionskontrolle in lateraler und axialer Richtung

Abb. 2.26: Bilder zur Positionskontrolle des Auges durch Ta-Clips

Den Patienten werden vor der Therapie Tantal-Clips (Ta-Clips) mit einem Durchmesser von 2,5 mm als Positionsmarker auf die Lederhaut des Auges genäht, siehe 2.26. Das ist notwendig, da während der Therapie zur Positionskontrolle des Auges Röntgenkameras verwendet werden. In diesen Bildern können keine intraokularen Strukturen wie die Linse, der Glaskörper oder der Tumor, aufgelöst werden. Selbst der gesamte Bulbus (Augapfel) ist vom umliegenden Gewebe kaum bis gar nicht abzugrenzen, wie in Abbildung 2.26 (b)

zu sehen ist. Die Ta-Clips sind hingegen gut zu erkennen, und die Position des Tumors zu den Clips ist bekannt.

Nachdem der Bestrahlungsplan erstellt wurde, kommen die Patienten zur Vorbereitung an das HZB. Dabei wird zum einen die individuelle Patientenmaske angepasst, die sicherstellt, dass der Patient während der Bestrahlung den Kopf nicht bewegen kann. Zum anderen wird der Bestrahlungsplan kontrolliert bzw. getestet. Der Patient muss während der Bestrahlung aktiv mitarbeiten, indem er einen frei positionierbaren Leuchtpunkt fixiert und damit das Auge in die richtige Position bewegt. Bei der Kontrolle wird überprüft, ob der Patient so blicken kann wie geplant und dass das Strahlungsfeld, in diesem Fall ein einfaches Lichtfeld, bei der Positionierung die empfindlichen Augenlider nicht trifft. Die Augenlider werden dafür während der Bestrahlung von Lidhaltern zurückgehalten, siehe Abbildung 2.26.

Nach erfolgtem Maskenbau und Plankontrolle kommen die Patienten an vier aufeinanderfolgenden Tagen an das HZB zur Bestrahlung in insgesamt vier Fraktionen. Im Anschluss an die Bestrahlung wird regelmäßig durch die Ärzte kontrolliert, ob und wie sich das abgetötete Tumorgewebe zurückbildet und gegebenenfalls werden entsprechende medizinische Maßnahmen eingeleitet.

2.3.3 Strahlaufbereitung und Konstanzprüfung

Da jeder Augentumor individuell verschieden ist, muss der Strahl für jeden Patienten hinsichtlich seiner Reichweite, seines Strahlungsfeldes und des Bereichs der maximalen Dosisapplikation angepasst werden. Diese Anpassung geschieht im Wesentlichen im Therapieraum selbst.

Ausgehend vom Zyklotron, aus dem der 68 MeV-Protonenstrahl extrahiert wird, wird er im Folgendem aufgestreut und mittels des Dipolmagneten DIPJ2 in den Behandlungsraum gelenkt, siehe Abbildung 2.27. Dort tritt der Strahl durch das Strahlrohrfenster (80 μm Kaptonfolie) und befindet sich fortan in Luft. In Abbildung 2.27 ist dies verdeutlicht.

Zur Anpassung der maximalen Reichweite wird der Reichweitenschieber (RWS) verwendet, siehe Abbildung 2.27. Im Wesentlichen ist das ein aus Plexiglas bestehendes Rad mit ansteigender Dicke, sodass sich je nach eingestelltem Winkel eine unterschiedlich dicke Schicht Plexiglas im Strahlpfad befindet. Es ist ein Ausgleichskeil vor dem Austrittsfenster befestigt, damit die Schicht, die

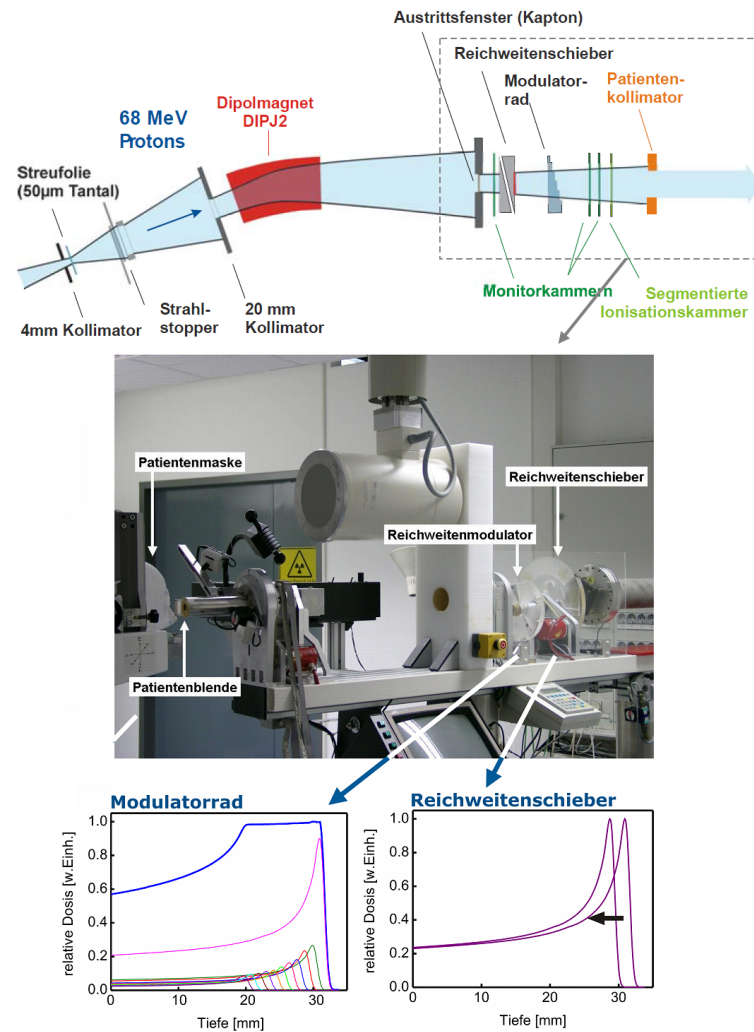


Abb. 2.27: Darstellung des letzten Stückes des Strahlpfades für die Therapie von der Aufstreufung bis zum Patienten und Verdeutlichung der Wirkung von Reichweitschieber und Modulator im Behandlungsraum

der Strahl am RWS passiert, im gesamten Strahlungsfeld die gleiche Dicke hat. Die Minimaldicke des RWS beträgt 3,8 mm und die Maximaldicke 21 mm [33].

Damit der Tumor in seiner gesamten Länge mit maximaler Dosis bestrahlt werden kann, muss der Bragg-Peak der monoenergetischen Protonen (Single-Bragg-Peak, SBP) aufgeweitet werden. Dazu dienen die Modulatorräder, siehe Abb. 2.28. Ein Modulatorrad besteht aus Plexiglas und hat mehrere Stufen unterschiedlicher Dicke. Es dreht sich während der Bestrahlung, sodass der Protonenstrahl mehrfach durch alle Schichtdicken hindurch geht. Dadurch werden viele kleinere SBP erzeugt, die jeweils eine andere Reichweite haben. Im Auge

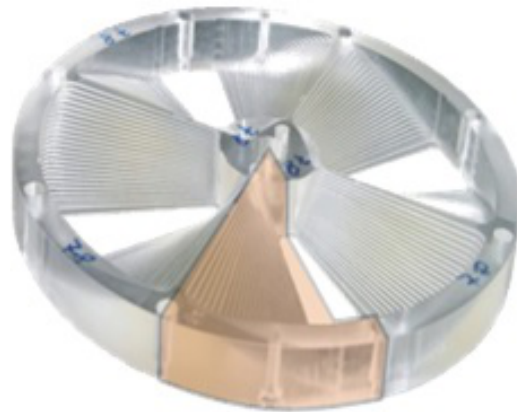


Abb. 2.28: Beispiel eines Modulatorrades mit farblicher Markierung einer der acht Stufenkaskaden

summieren sich die einzelnen Dosisbeiträge zu dem ausgedehnten Bragg-Peak (Spread-Out Bragg Peak, SOBP) auf, siehe Abbildung 2.27 (links unten). Das Dosisplateau des SOBP muss mit einer Homogenität von $\pm 1\%$ der Tumurlänge inklusive des vorgeschriebenen Sicherheitssaumes entsprechen. Dafür existiert am HZB eine Bibliothek verschiedener Modulatorräder von insgesamt ca. 100 Stück, wodurch gewährleistet wird, dass jede Tiefenausdehnung eines Tumors abgedeckt werden kann.

Am Ende des Strahlrohres, unmittelbar vor dem Patienten, befindet sich die Patientenblende (siehe Abb. 2.29). Sie besteht aus einem 7 mm dicken Messingrohling, der das Strahlrohrende genau verschließt. In diesen Rohling wird, in der Werkstatt des HZB, für jeden Patienten individuell die Tumorkontur aus der Sicht des Strahls gefräßt, damit ausschließlich der Tumorbereich bestrahlt wird. Der Rest des Protonenfeldes wird vom Messing absorbiert.

Neben der Strahlaufbereitung sind in Abbildung 2.27 in der oberen Skizze auch die Positionen der Monitorkammern dargestellt. Mit diesen Monitorkammern wird die Dosis bestimmt, die dem Patienten durch die Protonen appliziert wird.

Eine Bestrahlungsperiode besteht aus fünf aufeinanderfolgenden Tagen. Dabei werden am ersten Tag die monatlichen Konstanzprüfungen durchgeführt und an den anderen vier Tagen die Patienten bestrahlt. Bei der Konstanzprüfung wird zunächst das Röntgensystem, das zur Positionsüberprüfung des

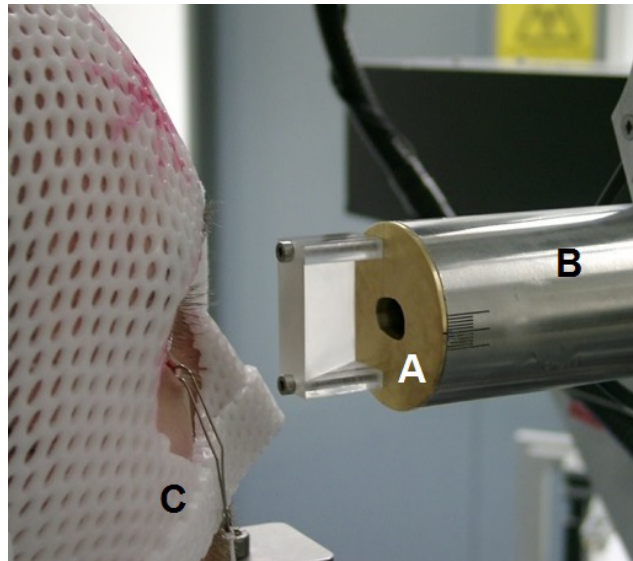


Abb. 2.29: Patient mit Maske und Lidhalter (C) vor dem Strahlrohrende (B) mit individueller Patientenblende (A)

Auges genutzt wird, kontrolliert. Es wird immer für beide Richtungen, also das axiale und laterale Röntgensystem, getestet. Zuerst wird die Auflösung mit speziellen Bleirastern geprüft. Danach wird kontrolliert, ob die Position des Isozentrums, der allgemeine Bezugspunkt im Therapieraum an dem sich später auch der Tumor befindet, für das Fadenkreuz der Röntgenanlage und die Null-Position des Patientenstuhls übereinstimmen. Anschließend wird die Dosis gemessen, die eine Röntgenaufnahme im Patienten appliziert.

Danach wird der Protonenstrahl eingemessen. Hierbei wird die Zentrierung des Strahls im Isozentrum bei maximaler Energie (dünnste RWS Einstellung) überprüft. Anschließend wird kontrolliert, ob der Strahl auf der gewünschten Achse liegt. Zuletzt wird getestet, ob das Isozentrum der Röntgenanlage und das des Protonenstrahls übereinstimmen, siehe auch [34].

Der nächste Schritt ist die Überprüfung und Kalibrierung des Dosimetriesystems. Während der Bestrahlung eines Patienten wird über die Monitorkammern die eingebrachte Dosis in Monitoreinheiten mitgezählt. Sobald die vorgesehene Dosis im Auge des Patienten erreicht ist, wird der Strahl automatisch unterbrochen. Diese Prozedur wird von der autarken Sicherheitseinrichtung (ASE) vorgenommen. Zur Konstanzprüfung (KP) der ASE wird die Prozedur der Patientenbestrahlung an einem Phantom aus Plexiglas, in das eine *Markuskammer* Typ 23343 der Firma PTW [4] integriert ist, durchgeführt. Eine

Markuskammer ist eine mit Luft gefüllte Parallelplattenionisationskammer für die Absolutdosimetrie in Phantomen. Durch sie wird die Dosis bestimmt, die von den Protonen über Sekundärelektronen in der Kammer appliziert wird. Mit der im Phantom integrierten Messkammer wird zuerst die einfache (SBP) und dann die ausgedehnte Tiefendosiskurve (SOBP) gemessen. Anschließend werden die Monitorkammern kalibriert indem das Phantom mit einer Dosis von 2000 Monitoreinheiten bestrahlt wird. Anhand des Dosismesswertes der *Markuskammer* im Phantom wird mittels Dreisatz automatisch die Anzahl an Monitoreinheiten berechnet, die einer Dosis von 13,64 Gray entspricht. Diese physikalische Dosis hat, wenn sie von Protonen im Gewebe appliziert wird, die gleiche Wirkung wie 15 Gy Photonenstrahlung. Der Grund ist die 10 % höhere biologische Wirksamkeit der Protonen im Vergleich zu Photonen. In insgesamt vier Fraktionen wird somit jedes Aderhautmelanom mit einer photonenäquivalenten Dosis von $4 \cdot 15 \text{ Gy} = 60 \text{ Gy}$ bestrahlt.

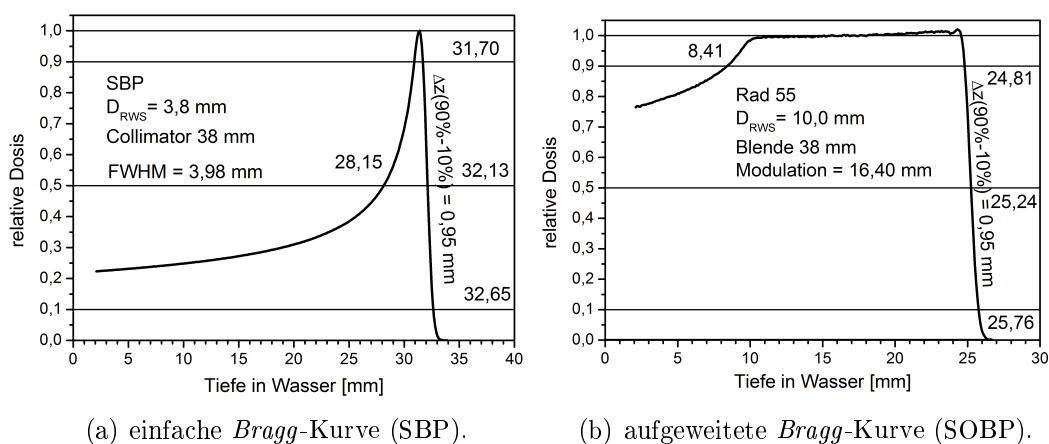


Abb. 2.30: Während der Therapievorbereitungen im Wasserbad gemessene Tiefendosiskurven.

Anschließend wird der SBP und SOBP im Wasserbad gemessen, siehe Abbildung 2.30. Hierfür wird ein mit destilliertem Wasser gefülltes Phantom mittels einer speziellen Vorrichtung auf dem Patientenstuhl montiert. In diesem Behälter wird eine verfahrbare *Markuskammer* an die dem Strahl zugewandten Seite angebracht. Das Wasserbad wird nun bestrahlt und die *Markuskammer* fährt in 0,1 mm Schritten tiefer in Strahlrichtung, um eine Auflösung von 0,1 mm im Wasser zu erreichen. An jeder Position verweilt die *Markuskammer* für eine

Messzeit von 1 s. Diese Messung wird für Protonen mit maximaler Anfangsenergie und danach mit dem entsprechenden Modulatorrad durchgeführt. Sie nimmt dabei eine Zeit von etwa 15 min bis 30 min in Anspruch.

Die tägliche Konstanzprüfung ist die gleiche wie die wöchentliche, es werden nur keine Wasserbadmessungen durchgeführt. Vor jedem einzelnen Patienten wird die konkrete RWS- und Modulatoreinstellung mit dem Phantom getestet und die Monitorkammern werden wieder kalibriert, um die Anzahl der Monitoreinheiten zu erhalten, die der Patient für die gewünschte Dosis erhalten muss.

An einem Bestrahlungstag wird pro Patient insgesamt eine Zeit von ca. 20 min bis 30 min benötigt, was zu einer maximalen Anzahl von 24 Patienten pro Tag und Bestrahlungsperiode führt. Davon entfallen etwa 30 s bis 60 s auf die eigentliche Bestrahlung, ca. 15 min bis 20 min auf die Positionierung des Patienten und durchschnittlich 5 min bis 8 min nehmen die Konstanzprüfungen in Anspruch. Bei den Konstanzprüfungen besteht ein großes Einsparpotential, denn die Positionierungszeit hängt im Wesentlichen von der Tumorage und dem Patienten ab. Die Bestrahlungszeit ist bereits so kurz wie vernünftiger Weise möglich. Gerade bei den Konstanzprüfungen, die immer gleich ablaufen, kann durch neue Messprinzipien, wie dem MLFC, eine Reduzierung der Messzeit bei Erhaltung oder Verbesserung der Genauigkeit erfolgen. Selbst wenn pro Patient bereits eine Minute eingespart werden kann, wäre es dadurch rechnerisch möglich, pro Tag bzw. Bestrahlungswoche einen Patienten mehr zu behandeln.

Um die Herausforderungen der Augentumorthérapie besser einordnen zu können, ist eine Betrachtung anderer Protonentherapiezentren sinnvoll.

2.3.4 Vergleich mit anderen Anlagen

Aus medizinischer Sicht ist ein Vergleichsparameter zur Behandlung von Tumoren die Tumorkontrollrate, also der prozentuale Anteil der behandelten Patienten, der nach einer bestimmten Zeit kein Rezidiv zeigt. Die Augentumorthérapie am HZB erreicht hierbei eine Tumorkontrollrate nach fünf Jahren von etwa 96 %. Weltweit werden Tumorkontrollraten von ca. 95 % erreicht [35].

Um neben der Zerstörung des Tumorgewebes auch die Sehfähigkeit bestmöglich erhalten zu können, ist ein scharfes Dosisfeld ausschlaggebend. Ein

zentraler Parameter des Protonenstrahls, der über die Schärfe der möglichen Dosisfelder Aussagen trifft, ist der distale Abfall des monoenergetischen Bragg-Peaks (SBP). Das heißt, je schneller die Dosis am Ende des SBP wieder abfällt, umso schärfere Strahlenfelder lassen sich prinzipiell erreichen. Der distale Abfall hängt im Wesentlichen von der Energiebreite des Strahls und vom Energiestraggling ab. Auf Letzteres hat man jedoch keinen Einfluss, siehe Kapitel 2.2.

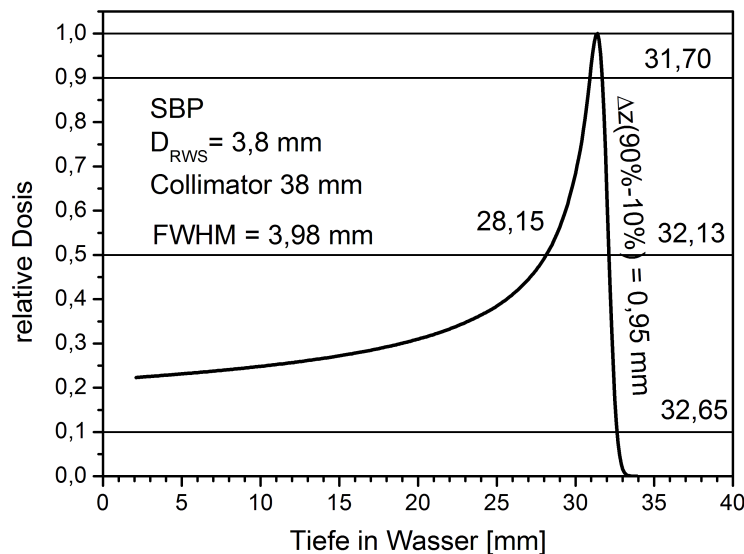


Abb. 2.31: Die Tiefendosiskurve des monoenergetischen Therapiestrahls der Augentumorthherapie des HZB

Am HZB wird mit einer Extraktionsenergie von etwa $68,6 \pm 0,1 \text{ MeV}$ ein distaler Abfall von 90 % zu 10 % innerhalb von 0,95 mm in Wasser erreicht, siehe Abbildung 2.31.

Tabelle 2.2 zeigt eine Übersicht verschiedener internationaler Augentumortherapiezentren samt der maximalen Beschleunigerenergien und der maximalen klinischen Energien, die zur Behandlung der Augentumore verwendet werden. Auffällig ist, dass Zentren, die nicht explizit einen Protonenstrahl für die Behandlung der Augen auf eine Energie von 60 MeV bis 70 MeV beschleunigen, sondern den Strahl für die Behandlung anderer Tumore im Körper mit höheren Energien (150 MeV bis 300 MeV) abbremsen, meist einen schlechteren Wert für den distalen Abfall aufweisen. Dies hängt mit den jeweiligen Abbrems-techniken und der damit verbundenen Erhöhung der Energiebreite des Strahls zusammen.

Tab. 2.2: Übersicht der Energien und des distalen Dosisabfalls einiger Protonentherapiezentren mit Bestrahlungsplätzen für Augentumore aus [36]

Therapiezentrum, Stadt, Land	E_{max} des Beschleunigers in MeV	klinische Energie in MeV	distaler Dosis- abfall 90%- 10% in mm
PSI, Villingen, CH	250	75	1,5
CCO, Wirral, UK	62,5	60	0,9
CPO, Orsay, F	200	75	2,3
CAL, Nizza, F	65,0	62,5	1,0
TRIUMF, Vancouver, CA	500	74,0	1,25
INFN-LNS, Catania, I	62	60	0,9
MGH, Boston, USA	230	230	6,6
IFJ, Krakau, PL	60	58	0,7
HZB, Berlin, D	72	61,1	0,95

Dadurch wird erneut deutlich, wie fundamental wichtig es ist, die Reichweite des Protonenstrahls in der Augentumorthherapie exakt genug messen zu können. Genau dafür bietet das Prinzip des Multi-Leaf Faraday Cups sehr gute Möglichkeiten.

Kapitel 3

Der Multi-Leaf Faraday Cup

Dieses Kapitel beginnt mit der prinzipiellen Erklärung der Funktion eines Multi-Leaf Faraday Cups und erläutert die Anpassung an die Augentumorthérapie. Im Anschluss werden die einzelnen Bestandteile, wie die Elektronik (Abschnitt 3.3), die jeweiligen Aufbauten (Abschnitt 3.4) oder die Datenverarbeitung (Abschnitt 3.6) vorgestellt.

3.1 Das Funktionsprinzip

Ein Multi-Leaf Faraday Cup (MLFC), auch Multi-Layer Faraday Cup genannt, ist im Prinzip ein Stapel von abwechselnd leitenden und isolierenden Folien oder Platten. Die leitenden Folien sind über Strommessgeräte geerdet. Eine Prinzipskizze ist in Abb. 3.1 dargestellt.

Treffen nun geladene Teilchen, wie Protonen, auf den MLFC, werden sie durch die verschiedenen Schichten abgebremst und bleiben in Abhängigkeit ihrer Energie in einer Schicht stecken. Dort bringen sie eine zusätzliche positive Ladung in die Schicht ein. Da die entsprechende Folie geerdet ist, werden Elektronen des Massepotentials diese zusätzliche Ladung ausgleichen, indem sie sich in die entsprechende Folie bewegen. Der daraus resultierende Strom wird gemessen. Werden die Stromwerte jeder Schicht aufgetragen, erhält man ein Bild der Reichweite der Protonen in Abhängigkeit der Schichten und damit der Materialtiefe.

Ein Vorteil beim MLFC besteht darin, dass nur zusätzlich eingebrachte Ladungen gezählt werden. Denn jede Wechselwirkung bzw. Ionisierung, die die

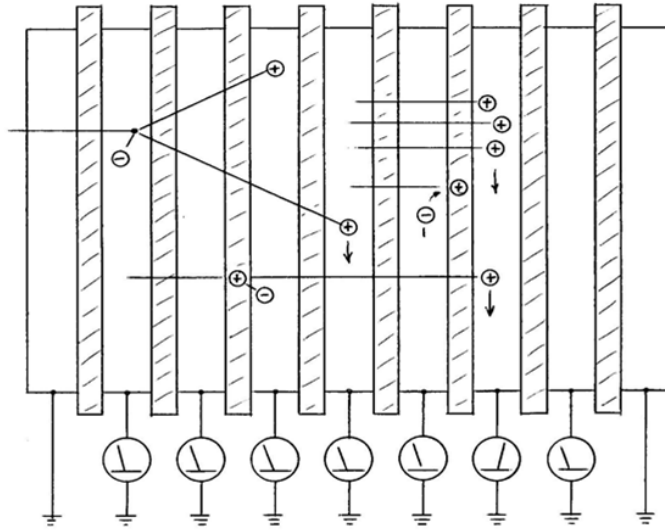


Abb. 3.1: Prinzipskizze eines MLFC nach B. Gottschalk [37]; Die Erklärung erfolgt im Text.

Protonen im Inneren des MLFC hervorrufen, erzeugt ein zusätzliches Ladungspaar, bestehend aus einem negativen Sekundärelektron und dem dazugehörigen positiven Ion. In der Summe gleichen sich diese beiden Ladungen jedoch wieder aus.

Die Sekundärelektronen werden in zwei Kategorien unterteilt (siehe Kapitel 2.2). Das sind die normalen Sekundärelektronen mit Energien im eV-Bereich und die δ -Elektronen mit Energien im keV-Bereich. Die Energiemenge eines Primärteilchens teilt sich zu etwa gleichen Teilen auf Sekundär- und δ -Elektronen auf. Da die Energie eines δ -Elektrons aber mindestens drei Größenordnungen größer ist als die Energie eines einzelnen Sekundärelektrons, ergibt sich eine Verringerung der Häufigkeit der δ -Elektronen gegenüber den Sekundärelektronen von ebenfalls mindestens drei Größenordnungen, siehe dazu [38, 39].

Nur die selteneren und auch höherenergetischeren δ -Elektronen sind prinzipiell in der Lage, in eine andere Schicht zu gelangen und somit ein „falsches“ Ladungssignal zu erzeugen. Dabei wird in einer Schicht eine positive Ladung zu viel gemessen und in der anderen Schicht eine negative Ladung zu viel. Die Erzeugung der δ -Elektronen ist ein statistischer Prozess und findet grundsätzlich in allen Schichten statt. Es gelangen sowohl δ -Elektronen aus der i -ten

Schicht in die $i + 1$ Schicht und erzeugen dort „zu viele“ negative Elektronen, während in der i -ten Schicht diese negativen Ladungen fehlen. Aber auch von der $i - 1$ -Schicht sind δ -Elektronen in die i -Schicht gelangt und gleichen dort die fehlenden Ladungen zumindest teilweise aus. Es ist also lediglich ein verfälschtes Signal in den Randschichten, das heißt in der ersten oder letzten Schicht, zu erwarten.

Die Protonen wechselwirken auf unterschiedliche Arten mit den Atomen im MLFC (siehe Kapitel 2.2). Es wird unterschieden zwischen Wechselwirkungen mit Coulombfeldern (sowohl Hüllen- als auch Kernfelder sind hiermit gemeint) und direkten Kernwechselwirkungen. Bei beiden Wechselwirkungsarten bleibt die Ladungsbilanz pro primärem Proton immer bei $+1e$. Im Falle von Kernreaktionen stoppen die Protonen jedoch in früheren Schichten.

Im Prinzip können zwei Fälle unterschieden werden, wie Protonen Ladungen bzw. Ströme im MLFC erzeugen. Der einfachste und häufigste Fall ist das Steckenbleiben in einer leitenden Schicht. In diesem Fall wird die zusätzliche positive Ladung direkt durch Elektronen vom Massepotential ausgeglichen. Bleibt ein Proton hingegen in einer nichtleitenden Schicht stecken, bewirkt die zusätzliche Ladung des Protons eine Verschiebungspolarisation im Isolator, die den Anschein erweckt, dass sich die positive Ladung an der Grenzfläche zum leitenden Material befindet. Analog zum Formalismus der Bildladung wird dadurch ein Elektron im Leiter gebunden, was wiederum dazu führt, dass das Proton mitgezählt wird.

Es werden so alle Protonen gezählt, die in der leitenden und der nichtleitenden Schicht gestoppt werden. Man kann hier von einem Messkanal als Einheit aus leitender und nichtleitender Schicht sprechen. Werden die Messsignale aus allen Kanälen aufgetragen, ergibt sich das Tiefenprofil der Reichweite der Protonen im Material des MLFC, das der Kurve der differentiellen Fluenz entspricht.

3.1.1 Differentielle Fluenz

In jedem Kanal des MLFC, also der Kombination aus leitender und nichtleitender Schicht, wird über den gemessenen Stromwert die Menge der Protonen bestimmt, die in dem jeweiligen Kanal stoppen. Werden nun die jeweiligen Strom- oder Ladungswerte über den Kanälen aufgetragen, ergibt sich die Kur-

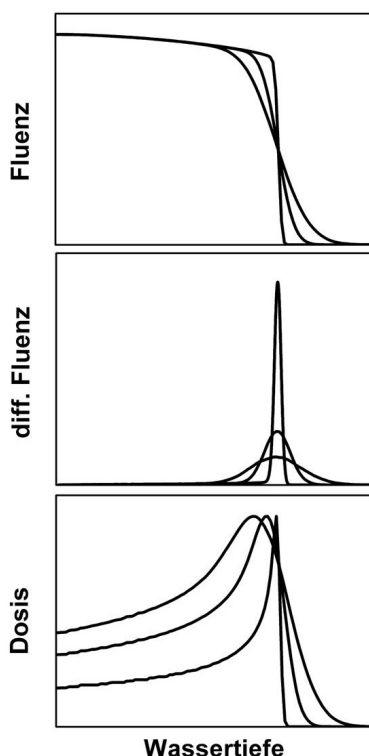


Abb. 3.2: Darstellung und Vergleich von Fluenz, differentieller Fluenz und Tiefendosiskurve eines Protonenstrahls mit fester Energie und somit gleicher mittlerer Reichweite aber drei verschiedenen Energieschärfen (0 %, 4,4 %, 8,8 %). Je schärfer die Energie ist, desto steiler ist der Abfall (Fluenz, Dosis) bzw. desto schmaler ist der Peak der differentiellen Fluenz.

ve der differentiellen Fluenz. Wird diese entsprechend integriert, ergibt sich die Fluenzkurve wie in Abbildung 3.2.

Die differentielle Fluenz gibt an, wie viele Protonen in einem Volumenelement absorbiert werden und stellt die Reichweite der Protonen direkt dar. Sie ist in guter Näherung eine *Gauß*-Kurve, deren Zentrum die mittlere Reichweite der Protonen zeigt (siehe Kapitel 2.2) und deren Breite ein Maß für die Reichweiteschärfe ist. Der Protonenstrahl kommt in Abbildung 3.2 von der linken Seite. Das heißt die Seite links des Schwerpunktes der *Gauß*-Kurve ist die niederenergetische Seite, also die, auf der Protonen niedrigerer Energie stoppen. Aufgrund von Kernwechselwirkungen, die nur oberhalb einer Energieschwelle auftreten, stoppen einige Protonen schon bei sehr geringen Eindringtiefen. Deshalb liegt die Kurve der differentiellen Fluenz auf der Seite links des Schwerpunktes über null.

Die mittlere Reichweite, also der Punkt an dem die Fluenz auf 50 % abgefallen ist, sowie der Schwerpunkt der *Gauß*-förmigen Kurve der differentiellen Fluenz, liegen annähernd bei dem Wert, bei dem die Dosis wieder auf 80 % des Peaks der TDK abgefallen ist. In Abbildung 3.2 ist ein Vergleich von Fluenz, differentieller Fluenz und Tiefendosiskurve dargestellt. Die Schärfe bzw. der Abfall des Dosispeaks wird dabei wesentlich von der Reichweitenschärfe bestimmt.

Da die Reichweite direkt mit der Energie des Protonenstrahls verknüpft ist (siehe Kapitel 2.2), ergibt sich die Möglichkeit, auch die Energie und Energieunschärfe zu bestimmen. Dafür muss jedem Kanal ein Energiewert zugeordnet werden, der die Energie repräsentiert, die die Protonen aufweisen, die in dem jeweiligen Kanal stoppen. Wird an den so erhaltenen Datensatz eine *Gauß*-Funktion angepasst, gibt der Schwerpunkt der *Gauß*-Kurve die Energie und die Breite der *Gauß*-Kurve die Energieunschärfe des Protonenstrahls wieder.

3.1.2 Bisherige Anwendung der MLFC

Die ersten Veröffentlichungen zu MLFC's erschienen in den späten 1990er Jahren, unter anderem von B. Gottschalk [40].

Hinsichtlich der Anwendung von MLFC gibt es bisher zwei große Themenfelder. Sie werden zur Überprüfung der Strahllage und zum Testen von theoretischen Modellen zur Wechselwirkung von Ionen mit Materie genutzt. Ersteres ergibt sich daraus, dass relativ geringe Energie- und Energiebreiteänderungen, wie sie durch Variationen in den Beschleunigereinstellungen oder das Ankratzen des Strahls an Blenden oder Ähnlichem entstehen, schnell vom MLFC erfasst werden können, da sich dies direkt auf die Form der differentiellen Fluenzkurve auswirkt. Ebenso ist mit einem MLFC eine schnelle Überprüfung der Energie des Strahls möglich [41]. Darüber hinaus werden MLFC als experimenteller Vergleich für Monte-Carlo-Rechnungen hinsichtlich der Korrektheit der angewendeten Modelle zur Wechselwirkung genutzt [40, 42]. Hierbei werden die MLFC simuliert und die Ergebnisse mit den experimentellen Daten verglichen. Der enorme Vorteil des MLFC besteht dabei darin, dass die nukleare Wechselwirkung und die Wechselwirkung mit den Coulombfeldern quasi getrennt voneinander betrachtet werden können. Um mit Kernen wechselwirken zu können, brauchen die Protonen mindestens soviel Energie, dass sie die

Coulombbarriere der Kerne überwinden. Das heißt aber, dass die Kernwechselwirkungen nur bis zu einer bestimmten Energieschwelle Protonen abbremsen bzw. stoppen. Haben die Protonen zu wenig Energie, werden sie ausschließlich über Coulombwechselwirkungen mit den Elektronen abgebremst und gestoppt. Die Protonen, die durch nukleare Wechselwirkungen gestoppt werden, stoppen im MLFC bereits in den vorderen Kanälen und die Protonen, die den *Gauß*-Peak bilden, werden über die Wechselwirkung mit den Elektronen gestoppt. Zeigen die entsprechenden Modelle der Monte-Carlo-Rechnungen in dem einen oder anderen Bereich Abweichungen zu den experimentellen Daten der MLFC-Messungen, ergibt sich daraus, welchen Teil der Wechselwirkungsprozesse das entsprechende Modell nicht korrekt beschreibt.

Die meisten Protonentherapieeinrichtungen, die einen MLFC zum Einsatz bringen, erzeugen Strahlenergien im Bereich von 150 MeV bis 200 MeV und nutzen den MLFC zur Energiemessung, wobei aufgrund der höheren Energie auch die Auflösung geringer ist als in der Augentumorthherapie. Beispielsweise nutzt das National Cancer Center in Korea einen MLFC mit einer Energieauflösung von etwa 2,5 MeV [43]. Bei der Augentumorthherapie sind die Protonenenergien aber im Bereich von 60 MeV bis 70 MeV. Darüber hinaus ist die geforderte Genauigkeit hinsichtlich der Positionierung des Patienten und der Strahlenfelder um eine Größenordnung genauer (sub-mm statt sub-cm) als bei tiefer liegenden Tumoren. Daher stellt die Augentumorthherapie höhere Anforderungen an einen MLFC.

3.2 Anpassung an die Augentumorthherapie

3.2.1 Vorgaben der Augentumorthherapie

Es ist in der Strahlentherapie üblich, Eindringtiefen und Reichweiten in Wassertiefen anzugeben, da der Mensch zum Großteil aus Wasser besteht und dadurch Wasser das Referenzmaterial darstellt. Eine zentrale Forderung in der Augentumorthherapie (ATT) ist eine Reichweitengenauigkeit von 0,1 mm Wasseräquivalent. Der MLFC für die ATT muss diesen Ansprüchen genügen. Um die geforderte Genauigkeit als native Auflösung zu erreichen, wurden die Di-

cken der einzelnen Folien im MLFC entsprechend festgesetzt. Dafür muss zuvor das Material bestimmt werden.

Als leitendes Material wurde Kupfer gewählt. Kupferfolien lassen sich direkt auf eine Platine löten, was von großem Vorteil für den weiteren Aufbau eines Stapels mit vielen Folien ist. Alternativ kommen auch Aluminiumfolien in Betracht, da Aluminium bei der Bestrahlung mit Protonen den Vorteil hat, nur sehr kurzlebige (Sekunden bis Minuten) Radionuklide als Reaktionsprodukte zu erzeugen und daher häufig in Bestrahlungseinrichtungen verwendet wird. Die Möglichkeiten zur elektrischen Kontaktierung von Aluminiumfolien beschränken sich aber im Wesentlichen auf das Klemmen, was für viele dünne Folien nicht praktikabel ist.

Als Isolatormaterial wird Kapton, ein Polyimid, verwendet. Kapton ist ein Standardmaterial in Bestrahlungseinrichtungen, das sich durch Stabilität und Strahlenhärte auszeichnet und häufig als Material für Strahlrohrfenster verwendet wird.

Zur Festlegung der Dicke R_{Medium} der Folien ist die wasseräquivalente Dicke R_{Wasser} entscheidend. In Formel 3.1 ist der Zusammenhang der entsprechenden Dicken angegeben. Dabei hängt die äquivalente Wasserdicke vom Verhältnis der Dichten ρ von Wasser und dem jeweiligen Medium und vom Verhältnis der jeweiligen Bremsvermögen S bei der entsprechenden Protonenenergie E ab [44].

$$R_{Wasser} = R_{Medium} \cdot \frac{\rho_{Medium}}{\rho_{Wasser}} \cdot \frac{S_{Medium}(E)}{S_{Wasser}(E)} \quad (3.1)$$

Tabelle 3.1 zeigt die wasseräquivalenten Dicken von unterschiedlich dicken Kapton- und Kupferfolien für verschiedene Protonenenergien. Zur Berechnung dieser Werte wurde das Programm *lookup* [21] verwendet. Dieses Programm dient zur Berechnung von Absorbern für die Protonentherapie und verwendet dafür die von der ICRU („International Commission on Radiation Units and Measurements“ [45], Internationale Kommission für Strahlungseinheiten und Messung) tabellierten Werte des Bremsvermögens [11].

Die Kombination aus 10 μm dicken Kupferfolien und 25 μm dicken Kaptonfolien hat bei der Protonenenergie von 62 MeV (die in etwa der Protonenenergie am Augentumorthherapieplatz entspricht) ein Wasseräquivalent von 92 μm und liegt somit unter der Grenze von 100 μm Wasser. Damit ist gewährleistet, dass

Tab. 3.1: Mit *lookup* berechnete wasseräquivalente Dicken in μm von Kapton- und Kupferfolien verschiedener Stärken für verschiedene Protonenenergien E_p .

E_p	Kapton			Kupfer		
[MeV]	25 μm	50 μm	75 μm	10 μm	20 μm	50 μm
68	33	65	98	59	118	295
62	33	65	98	59	117	294
50	33	65	98	58	116	291
30	32	65	97	57	114	284
10	32	65	97	53	106	264
5	32	65	97	50	99	244

die Messwertdichte im MLFC in etwa die gleiche ist, wie bei den bisherigen Messgeräten der Augentumorthherapie. Wie zum Beispiel bei den Tiefendosismessungen im Wasserbad bei dem die Schrittweite 0,1 mm bzw. 100 μm in Wasser beträgt, siehe Kapitel 2.3.3.

Aufgrund der Strahlfeldgröße bzw. des Durchmessers des Strahlfeldes von bis zu mehreren cm (das Strahlrohrfenster hat einen Durchmesser von 5 cm) sollte die Messfläche des MLFC größer sein. Dadurch kann der MLFC auch in einiger Entfernung vom Strahlrohrende aufgebaut werden und die Signalverluste aufgrund von Streueffekten haben nur einen geringen Einfluss. Es wird eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von 10 cm angestrebt.

3.2.2 Simulation

Um den 68 MeV Protonenstrahl komplett in Kupfer zu stoppen, wird eine Kupferplatte von mindestens 6,75 mm Dicke benötigt. Bei einer gewählten Folienstärke von 10 μm ergeben sich daraus mehr als 600 Folien. Da die wesentlichen Informationen in dem *Gauß*-förmigen Peak der differentiellen Fluenz liegen, sind eigentlich nur die hinteren Folien von Interesse. Die vorderen Folien dienen lediglich der Abbremsung der Protonen.

Hinsichtlich der notwendigen Anzahl und Dicke der Kaptonfolien sowie der zu erwartenden Signale, wurde ein virtueller Aufbau des MLFC für Monte-Carlo-Rechnungen in MCNPX 2.6 [19] nachgebaut. MCNPX 2.6 ist ein Programm das Monte-Carlo-Rechnungen zum Strahlungstransport vieler Teilchen

ausführt. Dabei liefert MCNPX 2.6 gute Ergebnisse bei Simulationen im Bereich der Protonentherapie [46]. Sofern es nicht anderes angegeben ist, sind die Standardeinstellungen hinsichtlich physikalischer Modelle und weiterer Parameter verwendet worden. Die konkreten Werte können dem Handbuch [19] entnommen werden. Beispielsweise wurde als Modell zur Berechnung der Energieübertragung von Protonen auf Materie das bereits in Kapitel 2.2 erwähnte *Vavilov*-Modell [18] verwendet.

Der virtuelle Aufbau stellt einen Folienstapel mit 50 Kupferfolien und 51 Kaptonfolien dar. Die Folien sind kreisförmig und haben einen Durchmesser von 10 cm. Es erfolgte ein virtueller Nachbau des Strahlrohrendes mit einem 80 μm dicken Kaptonfenster. Ein virtueller Absorber aus Plexiglas mit einer Stärke von 3,15 cm und einem Durchmesser von 20 cm befindet sich vor dem Folienstapel. Um den Bedingungen im späteren Experimentierraum nahe zu kommen, hat der Absorber einen Abstand von 20 cm und der MLFC einen Abstand von 40 cm zum Strahlrohrfenster und beide befinden sich an Luft. Die Energie des simulierten Protonenstrahls ist um den Schwerpunkt von 68,9 MeV *Gauß*-verteilt mit einer σ -Breite von 180 keV und orientiert sich somit an dem tatsächlichen Strahl des HZB. Die örtliche Verteilung des Strahls ist sowohl in x-, als auch in y-Richtung eine *Gauß*-Verteilung mit der Halbwertsbreite von 5 mm, was einer σ -Breite von 2,12 mm entspricht. Die Kupferfolien des MLFC-Stapels sind 10 μm dick und bei den Kaptonfolien wurden Rechnungen für verschiedene Dicken zwischen 25 μm und 75 μm durchgeführt.

Simuliert wurde die Ladungsdeposition der Protonen in den Kupferfolien über die Detektionsroutine „+f8-Tally“ (siehe [19]). Das Ergebnis ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Dabei zeigt sich die erwartete Kurvenform, die gut mit einer *Gauß*-Kurve wiedergegeben werden kann, und auf der niederenergetischen Seite nicht auf null abfällt. Darüber hinaus ergibt sich, dass 50 Kupferfolien ausreichen, um den gesamten Peak in einer Messung zu erfassen, auch wenn die dünnsten Kaptonfolien (25 μm) verwendet werden. Weiterhin lässt sich die Höhe des zu erwartenden Messsignals im Maximum des *Gauß*-Peaks auf etwa 4 % des primären Protonenstroms abschätzen.

Simulationen mit MCNPX 2.6 wurden ebenfalls zur Energiebestimmung durchgeführt. Dafür wurde der oben genannte virtuelle Folienstapel verwendet, allerdings ohne Absorber oder Strahlrohr. Pro Simulation kann nur eine

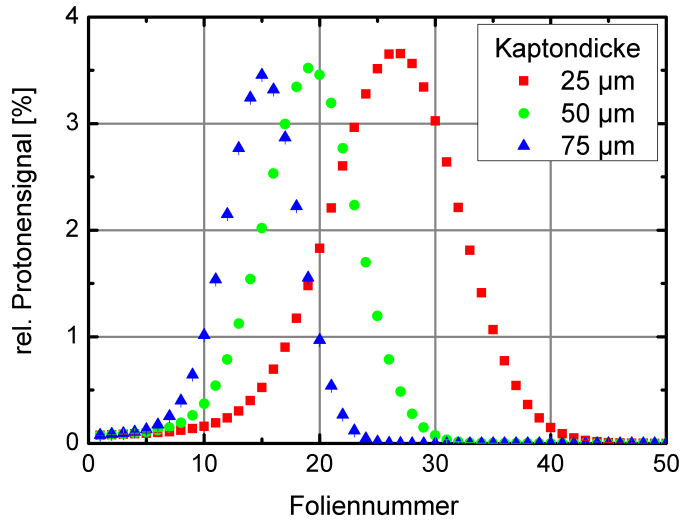


Abb. 3.3: Ergebnis der Simulation der Ladungsdeposition eines Protonenstrahls in einem MLFC mit 50 Kupferfolien einer Dicke von $10\text{ }\mu\text{m}$ und Kaptonfolien unterschiedlicher Dicke

festen Startenergie für die Protonen eingestellt werden. Die Energie wurde so gewählt, dass die Protonen jeweils in einer bestimmten Kupferfolie stoppen. So wurden in der ersten Runde 48 Simulationen gestartet, bei denen sich die Startenergie der Protonen unterschieden. Hierbei betrug in einem Fall die geschätzte Energie 19 MeV mit dem Ziel, dass die simulierten Protonen im virtuellen Kanal 48 stoppen. Entsprechendes wurde für die anderen 47 Kanäle mit jeweils geschätzten Startenergien ausgeführt.

Nachdem die erste Runde der 48 Simulationen der Ladungsdeposition abgeschlossen war, erfolgte in *OriginPro 3.5* [47], einem Programm für die Analyse und Darstellung von Daten, die Anpassung einer *Gauß*-Funktion an jede der 48 simulierten Ladungsverteilungen, um den Schwerpunkt (in Kanalnummern) der jeweiligen Ladungsverteilung zu bestimmen. Lag dieser Schwerpunkt um mehr als $0,05$ Kanäle neben dem beabsichtigten Kanal (beispielsweise bei $47,91$ statt 48), wurde die Energie entsprechend verringert oder erhöht, um den Schwerpunkt in Richtung des beabsichtigten Kanals zu verschieben. Für diese neuen Startenergien wurde eine neue Simulationsrunde gestartet und anschließend die Schwerpunkte der simulierten Ladungsverteilungen bestimmt, um die Energiewerte gegebenenfalls wieder zu verändern. Dieser iterative Prozess führt

Tab. 3.2: Ergebnisse der im Text beschriebenen Simulation mit MCNPX 2.6 zur Zuordnung von Energie und Kanal im MLFC.

Energie [MeV]	Kanal	Zentrum des Fits	Differenz	Energie [MeV]	Kanal	Zentrum des Fits	Differenz
19,680	48	48,01	-0,01	13,245	24	24,04	-0,04
19,444	47	47,01	-0,01	12,899	23	22,96	0,04
19,207	46	46,01	-0,01	12,598	22	22,04	-0,04
18,971	45	45,01	-0,01	12,270	21	21,05	-0,05
18,732	44	44,00	0,00	11,900	20	19,96	0,04
18,496	43	43,03	-0,03	11,578	19	19,04	-0,04
18,246	42	42,04	-0,04	11,225	18	18,04	-0,04
17,995	41	41,04	-0,04	10,831	17	16,96	0,04
17,744	40	40,05	-0,05	10,488	16	16,04	-0,04
17,468	39	38,96	0,04	10,069	15	14,96	0,04
17,236	38	38,04	-0,04	9,708	14	14,04	-0,04
16,976	37	37,03	-0,03	9,263	13	12,95	0,05
16,707	36	36,04	-0,04	8,881	12	12,03	-0,03
16,440	35	35,05	-0,05	8,409	11	10,96	0,04
16,146	34	33,96	0,04	7,955	10	9,96	0,04
15,875	33	32,95	0,05	7,486	9	8,96	0,04
15,602	32	31,97	0,03	6,988	8	7,97	0,03
15,315	31	30,97	0,03	6,473	7	6,98	0,02
15,025	30	29,96	0,04	5,929	6	5,99	0,01
14,761	29	29,04	-0,04	5,347	5	4,99	0,01
14,470	28	28,04	-0,04	4,719	4	3,99	0,01
14,148	27	26,96	0,04	4,029	3	2,99	0,01
13,838	26	25,95	0,05	3,274	2	2,01	-0,01
13,557	25	25,04	-0,04	1,523	1		

am Ende zu einer Verknüpfung der Kanalnummer mit einem Energiewert. Dieser Energiewert repräsentiert die Energie, die die Protonen unmittelbar beim Eintritt in die erste Folie haben.

Die Tabelle 3.2 zeigt die Ergebnisse der Simulationen nach 10 Iterationsschritten. Im Fall von Kanal 1 war keine sinnvolle *Gauß*-Anpassung möglich,

da eine zu geringe Menge an Datenpunkten vorlag. In der Praxis hat das jedoch keinen Einfluss, da der zu messende Protonenpeak immer im mittleren bis hinteren Teil des MLFC, also bei Kanalnummern deutlich größer 1, liegt.

3.3 Elektronik

Wesentlicher Bestandteil des MLFC ist die Elektronik zum Messen und Verarbeiten der Folienströme. Erste Untersuchungen wurden mit drei Elektrometern Modell 617 der Firma Keithley durchgeführt. Für den späteren Aufbau stand durch die freundliche Unterstützung von iTHEMBA Labs, Süd-Afrika, eine *Rabbitbox*, beschrieben in Kapitel 3.3.3, zur Verfügung. Parallel dazu wurden die Möglichkeiten des TERA-Boards der Firma „DETECTOR SRL Devices & Technologies Torino“ (Detector) in Kombination mit HZB-eigenen Entwicklungen untersucht.

3.3.1 Keithley 617

Das „617 Programmable Electrometer“ der Firma Keithley kann Ströme mit einer Auflösung von bis zu 0,1 fA messen [48]. Jedes Elektrometer wird mit einem BNC-Kabel an die Messvorrichtung angeschlossen. Abbildung 3.4 zeigt die drei verwendeten Elektrometer.

Die drei Elektrometer wurden über ihr GPIB-Interface (GPIB: „General Purpose Interface Bus“ (IEC-625-Bus), ein Datenbus zur Verbindung von Messgeräten) an einen Messrechner angeschlossen und über ein am HZB entwickeltes LabVIEW-Programm ausgelesen [49]. LabVIEW der Firma National Instruments ist eine Plattform zum grafischen Programmieren von Programmen zur Datenerfassung und Analyse [50].

3.3.2 TERA-Board

Das Tera-06 Board (Tera-Board) beinhaltet zwei anwendungsspezifische integrierte Schaltungen („Application-Specific Integrated Circuit“, ASIC), von denen jeder Chip in 64 Kanälen Ladungen bzw. Ströme messen kann [51]. Vertrieben wird das Tera-Board von der Firma Detector. Abbildung 3.5 zeigt das Tera-Board, das für weitere Untersuchungen verwendet wurde. Bei die-



Abb. 3.4: Die drei verwendeten Elektrometer Modell 617 der Firma Keithley in der Frontansicht.

sem Board wurden zwei Messleitungen an zwei Kanäle (Kanal 0 und Kanal 1) gelötet, um an diesen Kanälen Tests durchführen zu können.

ASIC's arbeiten nach dem Prinzip der Ladungsintegration. Dabei wird ein Kondensator bis zu einem gewissen Wert aufgeladen. Beim Erreichen der Schwelle wird ein Signal (Count) erzeugt und der Kondensator wird erneut aufgeladen. Anhand der Counts kann die Ladungsmenge bestimmt werden, die der ASIC misst und anhand der Counts pro Zeit der Strom. Abbildung 3.6 zeigt die Prinzipskizze der elektrischen Schaltung eines Kanals der ASIC's auf dem Tera-Board.

Ausgelesen wird das Tera-Board durch das FPGA-Modul „NI PXI-7811R“ der Firma National Instruments [50] über das angepasste LabVIEW 2011-Programm der Firma Detector. Dabei werden die Counts gemessen, welche dann von Hand mit Stromwerten kalibriert werden müssen. Das Tera-Board kann in 128 Kanälen simultan Ströme von bis zu $4\mu\text{A}$ messen. Dabei kann die Ladungsmenge pro Count variabel zwischen -100fC und -800fC eingestellt werden. Die maximale Zählrate beträgt 5MHz [52].

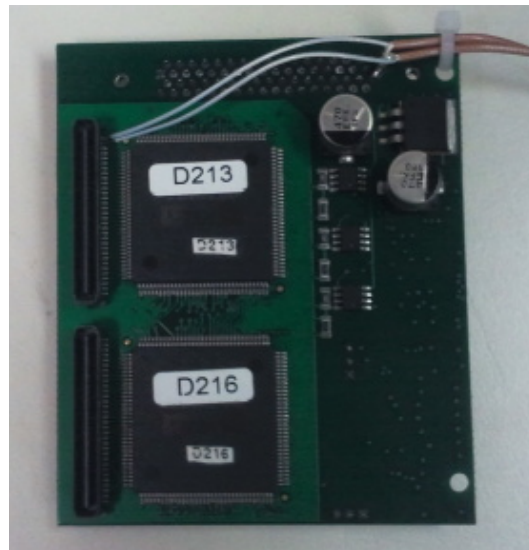


Abb. 3.5: Foto des untersuchten Tera-Boards inklusive der angebrachten Messleitung an zwei Kanälen.

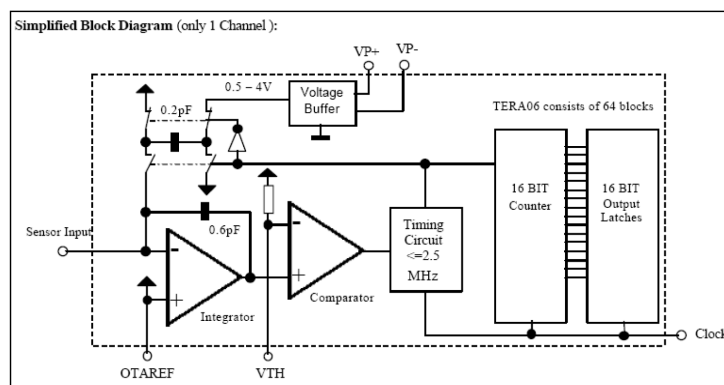


Abb. 3.6: Prinzipskizze eines Kanals des Tera-Boards [52]

Leider kann das Tera-Board nur negative Ströme messen. Um positive Ströme zu messen, wie sie in der geplanten Anwendung mit Protonen auftreten, muss der Strom vorher invertiert werden. Dafür wurden zu Testzwecken zwei Inverter in der Abteilung Elektronik-Entwicklung des HZB entworfen und aufgebaut. Abbildung 3.7 zeigt den prinzipiellen Schaltplan der Inverter und deren Einbindung in einen zukünftigen Gesamtaufbau. Die Inverter sind dabei so konstruiert, dass sie das Signal sowohl invertieren, als auch verstärken. Sie wurden mit dem Operationsverstärker AD549 bzw. AD515A der Firma Analog Devices aufgebaut [53, 54].

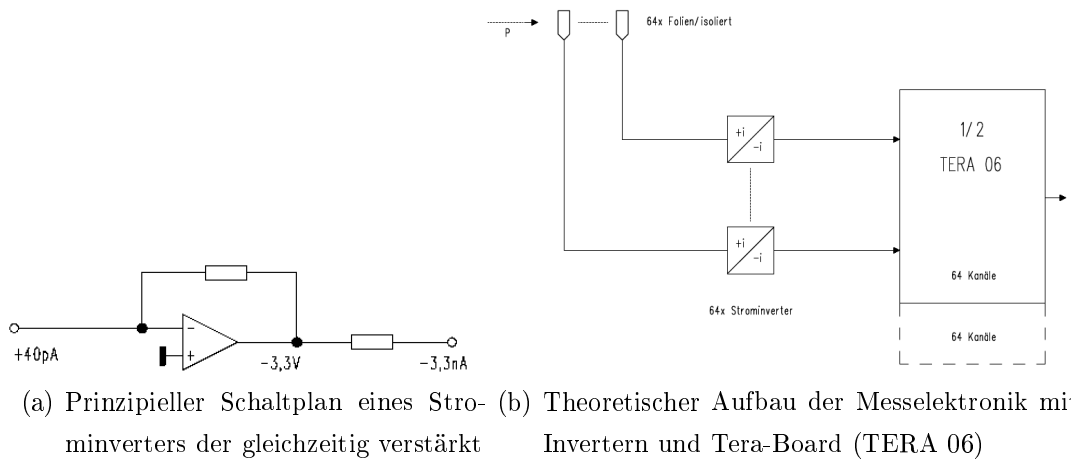


Abb. 3.7: Skizze eines Inverterkanals und Aufbau für einen Inverterblock mit 64 Kanälen [55]

Für Messungen mit dem Inverter und dem Tera-Board wurde die AC-DC Stromquelle 6221 der Firma Keithley verwendet [56]. Strommessungen erfolgten mit einem Elektrometer 617. Tabelle 3.3 zeigt die Ergebnisse eines Tests, bei dem die Stromquelle an die Inverter angeschlossen und für mehrere positive Eingangsströme der Ausgangsstrom gemessen wurde. Das Ausgangssignal wurde ebenfalls mit dem Tera-Board vermessen. In der Tabelle 3.3 sind nur die Messwerte eines Kanals des Tera-Boards aufgeführt. Die Werte des anderen Kanals unterschieden sich nur um einzelne Counts von den dargestellten Werten. In Abbildung 3.8 sind die Messwerte des Teraboards für die Ströme von 1 pA bis 50 pA aufgetragen um die gute Linearität trotz des hohen Untergrunds zu verdeutlichen.

Tab. 3.3: Testergebnisse der Kombination aus Inverter und Tera-Board. Die Unsicherheiten sind über Schwankungen der Anzeige gemittelt.

Strom [pA]	Inverter [nA]		Tera-Board Kanal 0 [Counts]	
	Ausgang 1 (A1)	Ausgang 2 (A2)	Anzeige für A1	Anzeige für A2
1	$-0,16 \pm 0,003$	$-0,158 \pm 0,003$	12500 ± 30	12540 ± 10
5	$-0,558 \pm 0,003$	$-0,540 \pm 0,01$	14780 ± 30	14710 ± 10
10	$-1,064 \pm 0,004$	$-1,025 \pm 0,002$	17650 ± 30	17480 ± 10
50	$-5,115 \pm 0,005$	$-4,906 \pm 0,003$	40640 ± 30	39460 ± 20
100	$-10,19 \pm 0,01$	$-9,763 \pm 0,003$	3940 ± 50	1400 ± 20

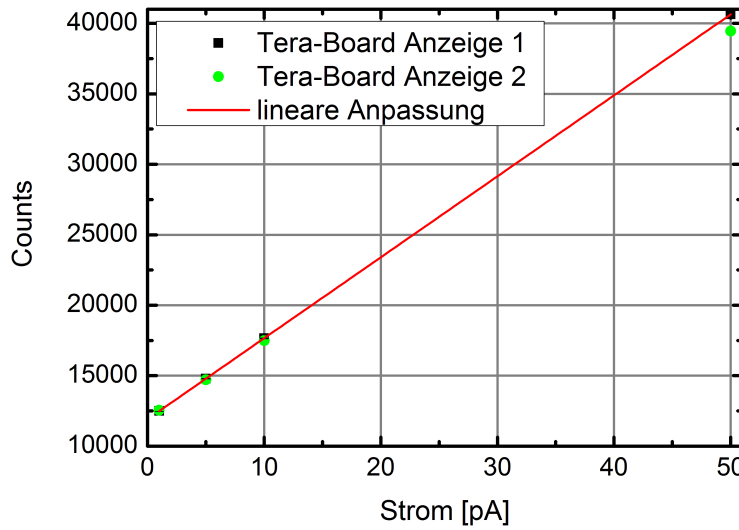


Abb. 3.8: Darstellung der Werte aus Tabelle 3.3 für die Ströme von 1 pA bis 50 pA und Anpassung einer linearen Funktion an die Werte der Anzeige 1 zur Verdeutlichung der Linearität

Bei den in Tabelle 3.3 gezeigten Ergebnissen ist auffällig, dass bei einem Eingangsstrom von 100 pA die Counts des Tera-Boards geringer sind als bei einem Eingangsstrom von 50 pA. Um das genauer zu untersuchen, wurde die Stromquelle direkt an den Kanal 0 des Tera-Boards angeschlossen. Tabelle 3.4 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Dabei hat sich ergeben, dass bei etwa -12 nA die Counts des Tera-Boards wieder auf null zurückfallen und dann erneut ansteigen, wobei ca. 19000 Counts etwa 3 nA entsprechen. Gründe dafür können Sättigungseffekte sein. So ist es denkbar, dass ein interner Zähler bei Erreichen einer bestimmten Zahl automatisch wieder bei Null anfängt weiter zu zählen.

Darüber hinaus zeigt das Tera-Board ein Signal von ca. 12000 Counts sobald der Inverter an das Tera-Board angeschlossen ist. Egal ob der Inverter selbst stromlos ist oder nicht.

Das Tera-Board kann in Verbindung mit dem Inverter geringe positive Ströme messen. Jedoch ist, um das hohe Untergrundsignal zu minimieren und die Sprünge im Tera-Board zu vermeiden, noch weitere Entwicklungsarbeit am Inverter notwendig. Eine Möglichkeit wäre die Verstärkung des Inverters noch weiter zu verringern, um so zu vermeiden, dass die Ausgangsströme des Inverters die -12 nA überschreiten.

Tab. 3.4: Ergebnisse der Messungen mit der Kombination aus Stromquelle und Tera-Board

Strom [nA]	Tera-Board Kanal 0 [Counts]
-0,005	26
-0,05	281
-0,5	2826
-1	5655
-5	28270
-10	56543
-15	19256

Die Tests bezogen sich nur auf einzelne Kanäle. Um das System für bis zu 128 Kanäle zu erweitern, vorausgesetzt die beschriebene notwendige Entwicklungsarbeit wird erfolgreich zu Ende geführt, sind Investitionen von mindestens 100 Euro pro Kanal notwendig. Darüber hinaus befindet sich eine neue Variante des Tera-Boards in der Entwicklung, die sowohl negative als auch positive Ströme messen können soll [57]. Sollte diese Version entsprechend gut funktionieren, wären weitere Inverter überflüssig. Das sind die Gründe, warum die Variante der Strommessung mit Tera-Board und Inverter nicht weiter verfolgt wird, wenngleich die ersten Tests eine prinzipielle Machbarkeit zeigen.

3.3.3 Rabbitbox

Die *Rabbitbox*, siehe Abbildung 3.9, ist ein Amperemeter mit 48 Kanälen, in denen simultan Strom im Bereich von einigen pA bis μA unipolar gemessen werden kann. Die *Rabbitbox* ist eine Entwicklung der iThemba Labs in Südafrika und wird dort auch hergestellt. Sie wurde uns freundlicherweise für den MLFC-Aufbau zur Verfügung gestellt. Sie arbeitet nach einem ähnlichen Prinzip wie das Tera-Board. Das Kernstück bilden FPGA's, die über einen Linux-Kernel via Ethernet ausgelesen werden können. Sie wurde als Messelektronik für Strahlprofilmonitore, die sogenannten „Harps“, entworfen. Dabei befinden sich dünne Metalldrähte (48 vertikal und 48 horizontal) äquidistant im Strahlrohr. Jeder Draht ist an einen Kanal einer *Rabbitbox* angeschlossen. Trifft der Ionenstrahl auf eine Harp werden die Ionen, die auf die Drähte treffen, als

Strom mit der *Rabbitbox* gemessen. Da die Drähte dünn sind, wird das Strahlprofil selbst nur wenig beeinflusst. Auf diese Weise kann mit einer Harp das Strahlprofil horizontal und vertikal zur Strahlrichtung gemessen werden. Je nach Ionenart und Strahlstrom sind dabei Stromwerte pro Kanal von mehreren pA bis zu einigen μA möglich, jedoch sind nA üblich.

Die Anschlüsse der *Rabbitbox* waren zunächst 9-polige D-SUB-Buchsen, wovon pro Buchse 4 Adern als Messleitung genutzt wurden. Da die zu messenden Signale im Bereich von wenigen pA liegen werden und aufgrund äußerer Einflüsse, wie die HF-Felder des Zyklotrons, ein gewisses Untergrundrauschen nicht vermeidbar sein wird, ist es umso wichtiger, die Messleitungen rauscharm und gut geschirmt aufzubauen. Deswegen wurden die D-Sub-Buchsen durch einzelne SMA-Buchsen ersetzt. Dadurch kann jede Messader individuell geschirmt werden. SMA-Buchsen sind dazu auch für kleine Messsignale ausgelegt. Die bisherige interne Verkabelung der D-Sub-Buchsen zur Messelektronik in der *Rabbitbox* wurde mittels einfachen Breitbandkabeln realisiert, welche weder eine $50\,\Omega$ -Anpassung haben, noch speziell geschirmt sind. Daher wurden sie durch einzelne „low-noise“-Kabel ersetzt. Dies sind doppelt geschirmte Koaxialkabel, die zwischen Schirmung und Dielektrikum (Teflon) eine Kohlenstoffschicht aufweisen, die parasitäre Ströme aufgrund von Kabelwindungen verringert. Die gleichen Kabel werden für die Verbindung des MLFC mit der *Rabbitbox* verwendet. Damit ist eine rauscharme und gut geschirmte Verbindung vom MLFC bis zur internen Messelektronik der *Rabbitbox* gegeben, die außerdem auf $50\,\Omega$ Impedanz angepasst ist.



(a) Vorderansicht



(b) Rückansicht

Abb. 3.9: Die *Rabbitbox* nach dem Austausch der Kabel und Anschlussbuchsen

Die *Rabbitbox* wird über einen Standard Euro-Stecker mit Strom versorgt und hat ein internes Netzteil. Das Gehäuse der *Rabbitbox* liegt auf dem Mas-

sepotential. Ausgelesen wird die *Rabbitbox* über den Ethernet-Anschluss mit einem PC durch ein eigens entwickeltes LabVIEW 2011-Programm.

Um Masseschleifen zu verhindern, wird der Messrechner und alle an ihn angeschlossenen Geräte über einen Trenntrafo betrieben. Auch der restliche MLFC-Aufbau verfügt über keine andere Masseverbindung als die Messleitungen zur *Rabbitbox*. Diese ist wiederum ausschließlich über ihr Netzteil mit der Masse verbunden.

3.4 Prototypen

Für die ersten Untersuchungen wurde ein Aufbau mit drei Kanälen, also drei Kupferfolien in einer Vakuumkammer, realisiert. Dieser Aufbau war sehr variabel in der Hinsicht, dass relativ einfach Veränderungen am Aufbau vorgenommen werden konnten. Er diente grundlegenden Untersuchungen zur Festlegung, wie der finale Aufbau mit bis zu 50 Kanälen aussehen soll.

3.4.1 Vakuumkammer

Hauptsächliches Ziel für den Aufbau und die Untersuchungen mit der Vakuumkammer war der Erfahrungsgewinn hinsichtlich der zu erwartenden elektrischen Signale. Denn die Umgebung des späteren MLFC, also der Behandlungsraum, stellt nicht die ideale Messumgebung geringer elektrischer Signale dar. Sowohl Belastung durch ionisierende Strahlung, als auch die Nähe zu den hochfrequenten elektrischen Feldern des Zyklotrons und zahlreichen anderen elektrischen Geräten, die Störfelder produzieren können, haben Einflüsse auf die zu messenden Signale. Die Vakuumkammer wurde als variabler Aufbau konzipiert, um ein Gefühl für die Herausforderungen zu erhalten, die ein späterer MLFC-Aufbau mit sich bringen kann und wie man diesen am besten begegnet.

Aufbau

Abbildung 3.10 zeigt den inneren Aufbau der ersten Version der Vakuumkammer. Dabei besteht die Rückplatte aus Aluminium mit einer Dicke von 2 cm. Damit ist sie dick genug, den 68 MeV Protonenstrahl zu absorbieren und wird gleichzeitig als Beamdump eingesetzt. Auf dieser Platte sind Hal-

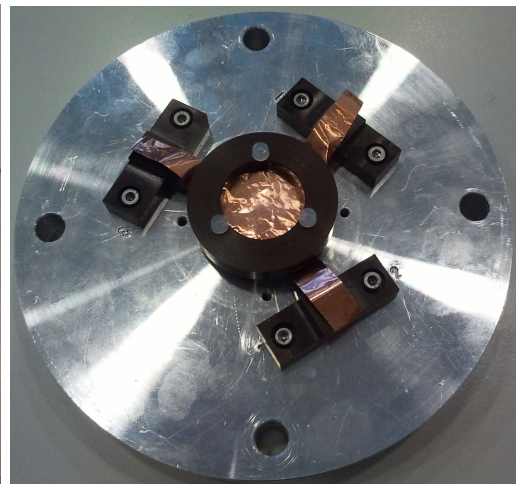
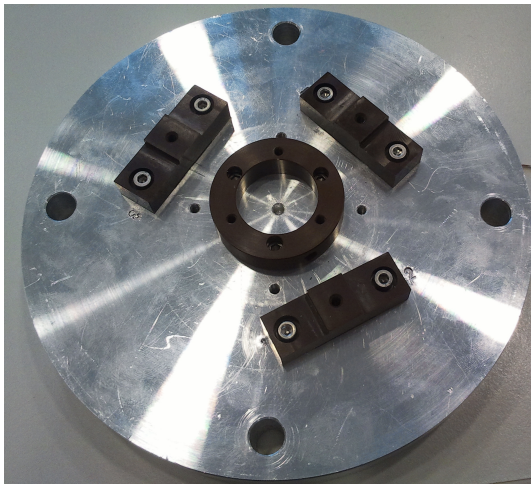
terungen aus Vespel, einem äußerst strahlenharten Polyimid, für die Folien montiert. Dadurch sind die Folien elektrisch von der Vakuumkammer isoliert. Über den Folien wird ein über die Rückplatte geerdeter Kollimator aus Aluminium angebracht, der den Strahlfleck auf den Folien auf einen Durchmesser von 19 mm beschränkt. Die verwendeten Kupferfolien sind kreisförmig und haben Fähnchen, die auf entsprechenden Unterlagen aus Vespel liegen. Der Kontakt zur Messleitung (ein Kupferdraht bis zur SMA-Durchführung durch die Vakuumkammer) wird so hergestellt, dass eine Metallschraube durch die Folien in die Vespelunterlage geschraubt wird. Dabei wird zwischen der Folie und dem Schraubenkopf eine Lötöse mit angelöteter Messleitung angedrückt.

Die Folien werden mit einem Vespelring auf den Vespelblock gepresst. Dafür werden drei Kunststoffschrauben durch Ring und Folien geführt. Dabei ist es wichtig zu beachten, dass durch die Löcher in den Folien keine elektrischen Kontakte zwischen den Kupferfolien entstehen.

Dieser Aufbau wurde für weitere Untersuchungen fortwährend verändert. Zum Beispiel wurde der Folienstapel mit je einer Plexiglasscheibe darüber und darunter zusammengedrückt, um Luft einschlüsse zu verhindern. Weiterhin wurde in den Vespelblock ein Beamdump aus Kupfer eingearbeitet, der elektrisch von der Vakuumkammer isoliert, aber über eine Messleitung auszu-lesen war, um den eventuellen Einfluss auf die Qualität der Signale zu testen.

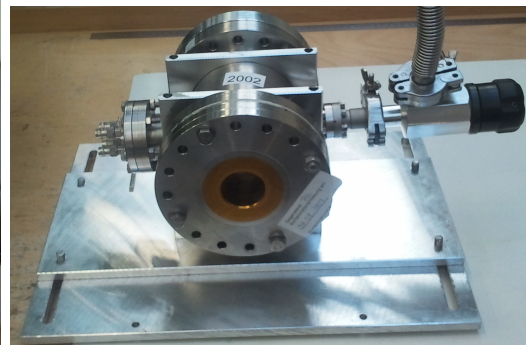
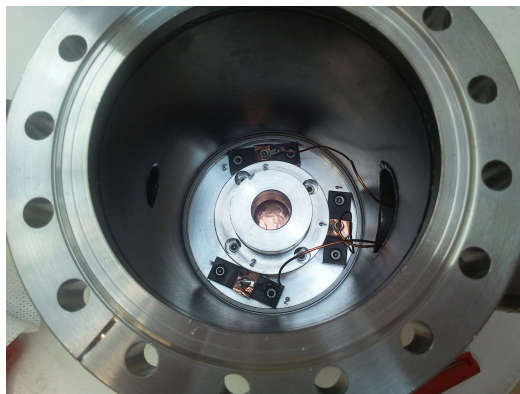
In einer letzten Ausbaustufe, siehe Abbildung 3.11, wurde der Vespelblock durch einen größeren Kupferblock mit einem Durchmesser von 5,5 cm ersetzt. Das ermöglicht größere Folien (5 cm im Durchmesser) und vermeidet, dass Schrauben durch alle Folien durchgeführt werden müssen. Wie Untersuchungen ergaben, sollte der Folienstapel im MLFC elektrisch geschirmt sein, daher wurde auf einen Vespelring zum Zusammenhalten der Folien verzichtet. Stattdessen wurden die Folien mit einer 1,5 mm dicken Kupferplatte, die an der Seite durch Schrauben mit der Grundplatte verbunden ist, zusammengedrückt. Dadurch ist ebenfalls sichergestellt, dass diese Kupferplatte auf dem Massepotential der Vakuumkammer liegt.

Abbildung 3.12 zeigt die montierte Vakuumkammer für Experimente mit dem Therapiestahl im Behandlungsraum auf dem Patientenstuhl. Die Elektrometer sind mit BNC-Kabeln über die Durchführungen, an denen sie mit BNC-SMA-Adaptern befestigt sind, mit den Folien verbunden. An der Vaku-



(a) Grundplatte aus Aluminium (dient gleichzeitig als Beamdumpp) mit den Folienauflagen aus Vespel

(b) Grundplatte mit befestigten Kupfer- und dazwischenliegenden Kaptonfolien

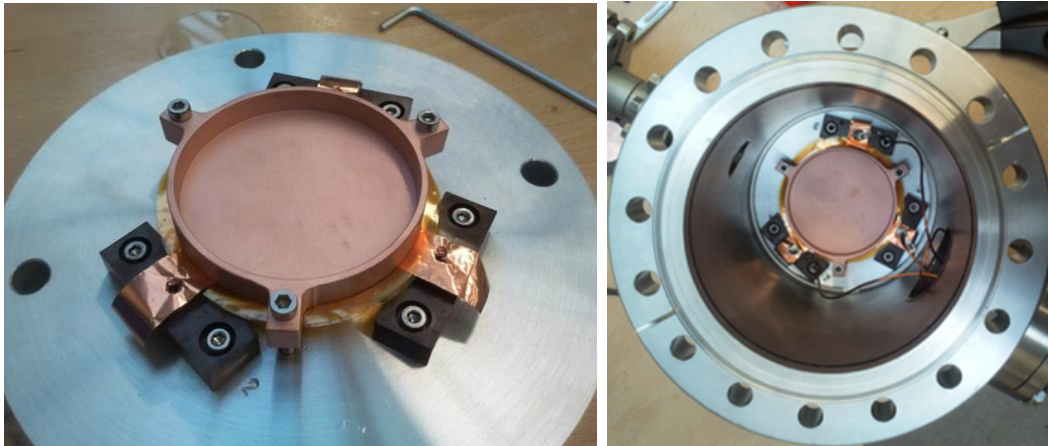


(c) Blick in die Vakuukammer mit Aluminiumkollimator über den Folien und der Verbindung der einzelnen Kupferfolien mit Messleitungen

(d) Geschlossene Vakuukammer; an der Seite befindet sich das Luftventil und der Anschluss für einen Pumpstand.

Abb. 3.10: Der erste Aufbau der Vakuukammer mit Kupfer- und Kaptonfolien

umkammer in Abbildung 3.12 ist auf der Eintrittseite des Strahls eine Transmissionskammer angebracht. Das ist eine luftgefüllte, dünne Ionisationskammer, mit der die Dosis der durch sie hindurchtretenden Protonen bestimmt werden kann.



(a) Grundplatte aus Aluminium mit dem Folien- (b) Blick in die Vakuumkammer mit
 aufbau für Kupferfolien mit einem Durchmesser dem Aufbau für die „großen“ Folien
 von 5 cm

Abb. 3.11: letzte Ausbaustufe der Vakuumkammer



Abb. 3.12: Die Vakuumkammer ist für Messungen mit dem Therapiestrahл auf dem Patientenstuhl im Behandlungsraum montiert. An der Vorderseite (rechts) der Kammer befindet eine Transmissionskammer. Die BNC-Kabel, die seitlich an der Kammer angebracht sind, führen zu den Elektrometern 617 (s. Kapitel 3.3).

Messungen mit der Vakuumkammer

Erste Messungen mit der Vakuumkammer wurden mit einem Folienstapel aus abwechselnd drei 10 μm dicken Kupferfolien und insgesamt vier Kaptonfolien mit einer Dicke von 25 μm durchgeführt. Abbildung 3.13 zeigt die Ergebnisse

dieser Messungen sowohl für die mit Luft gefüllten, als auch mit der evakuierten Vakuumkammer. Dabei sind die Messwerte für die Folienströme der Folien 1 bis 3 angegeben. Folie 1 liegt aus Sicht des Strahls vorne, wird also zuerst vom Strahl durchdrungen. Gemessen wurden die Folienströme bei unterschiedlichen Reichweitenschiebereinstellungen. Mit dem Reichweitenschieber (RWS), beschrieben in Kapitel 3.5, wurde das Ende der Reichweite des Protonenstrahls von dem Bereich vor bzw. hinter den Folien bis in den Folienstapel hinein verschoben. Zusätzlich zum RWS musste ein weiterer Block Plexiglas als Absorber verwendet werden, da der RWS dafür ausgelegt ist, die Reichweite des Strahls nur soweit zu verringern, dass noch eine Behandlung in vorderen Augenabschnitten möglich ist; also eine gewisse minimale Reichweite bleibt. Diese minimale Reichweite ist aber zu groß, um noch mit dem besagten Folienstapel gemessen zu werden.

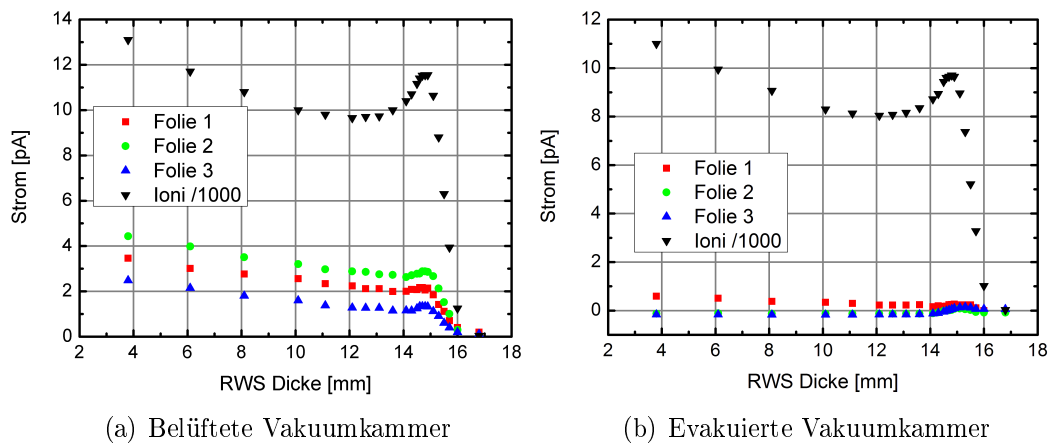


Abb. 3.13: Messergebnis für einen Folienstapel bestehend aus drei Kupfer- ($10\ \mu\text{m}$, Folie 1 bis 3) und vier Kaptonfolien ($25\ \mu\text{m}$). Das Signal der Ionisationskammer (Ioni) wurde zur besseren Darstellung durch 1000 geteilt.

Das Signal „Ioni“ ist das Messsignal der Transmissionskammer, welches in den Grafiken aus Darstellungsgründen um den Faktor 1000 verringert wurde. Die Transmissionskammer ist eine dünne, mit Luft gefüllte Ionisationskammer, die die Dosis bzw. einen Strom misst, der proportional zu den in ihrem Inneren erzeugten Sekundärelektronen ist. Die Sekundärelektronen werden dabei von den Protonen erzeugt, die die Transmissionskammer durchdringen. Dieses Signal fällt zunächst mit steigender RWS-Dicke (also geringerer Energie der

Protonen) ab. Der Grund dafür ist, dass sich der RWS ca. 1,5 m vor der Transmissionskammer befindet und die Protonen auf diesem Weg an der Luft aus dem Strahlpfad heraus gestreut werden. Die Streuung ist umso größer, je kleiner die Energie der Protonen ist, wodurch zunehmend mehr Protonen aus dem gemessenen Strahlungsfeld heraus gestreut werden. Der Anstieg zu noch größeren RWS-Dicken, also noch geringerer Energie, erklärt sich aus dem Bremsvermögen, welches mit sinkender Energie weiter ansteigt. Mit steigendem Bremsvermögen erhöht sich die Anzahl an erzeugten Sekundärelektronen stark bis die Energie der Protonen so gering wird, dass sie bereits vor der Transmissionskammer absorbiert werden.

Abbildung 3.13 zeigt deutlich, dass die Luft in der Vakuumkammer einen erheblichen Einfluss auf die Messsignale hat. So ist die Form der an Luft gemessenen Signale ähnlich der Kurve der Transmissionskammer. Was darauf zurückzuführen ist, dass im belüfteten Fall viele Elektronen und Ionen durch die Wechselwirkung der Protonen mit der Luft in der Kammer erzeugt und somit auch gemessen werden. Im evakuierten Fall sind die gemessenen Ströme daher auch geringer als im belüfteten Fall. Abbildung 3.14 zeigt den Verlauf der Messkurve im evakuierten Fall genauer.

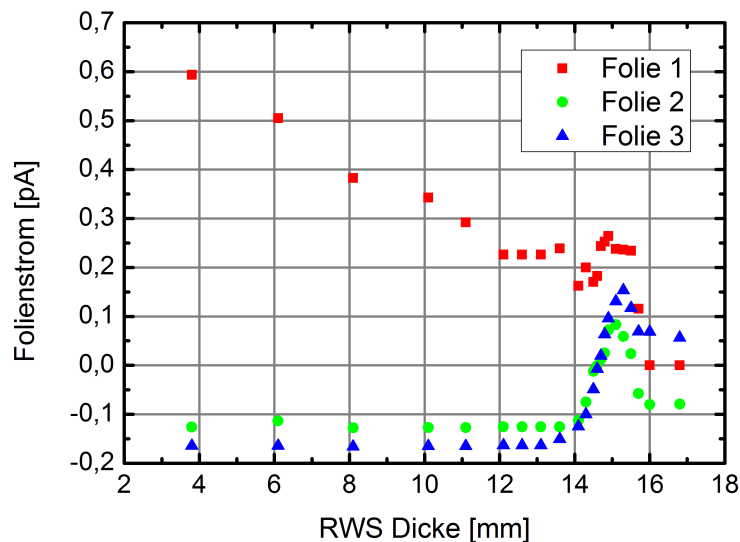


Abb. 3.14: Die Messung mit der evakuierten Vakuumkammer aus Abbildung 3.13 ohne das Transmissionskammersignal und mit angepasstem Bildausschnitt

Dabei weist der Verlauf des Signals der ersten Folie Ähnlichkeiten zu der Luftmessung auf, wenngleich die Intensität wesentlich geringer ist. Vermutlich befindet sich noch etwas Luft zwischen der ersten Kapton- und Kupferfolie.

Die Folien 2 und 3 zeigen einen Peak bei geringeren Protonenenergien (dicker RWS) und bei höheren Energien (dünner RWS) einen ebenen Verlauf, wie es zu erwarten ist. Die negativen Signale bei den dünneren RWS-Einstellungen werden vermutlich von Sekundärelektronen hervorgerufen, die durch die transmittierten Protonen in einer Folie erzeugt und in einer anderen absorbiert werden. δ -Elektronen mit einer Energie von mehr als 20 keV können eine Schicht von 10 μm Kupfer durchdringen. Das ergaben Simulationen mit dem Programm *CASINO*, einem Monte-Carlo-Programm zur Berechnung von Elektronentrajektorien in Festkörpern [58]. Je höher die Energie der δ -Elektronen desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass sie eine solche Kupferschicht durchdringen können. 60 MeV Protonen verlieren in einer Kupferschicht etwa 65 keV an Energie und 20 MeV Protonen verlieren bereits etwa 140 keV. Wird angenommen, dass sich die Energie etwa zur Hälfte auf δ -Elektronen überträgt, reicht diese Energie aus, dass δ -Elektronen erst in späteren Kupferschichten absorbiert werden und dadurch die negativen Ströme bei geringen RWS-Einstellungen entstehen.

Generell sind die gemessenen Ströme aber so gering (teilweise weniger als 1 pA), dass sichere Aussagen nur schwer zu treffen sind, da schon geringe äußere Störeinflüsse einen großen Effekt haben.

Um auszuschließen, dass sich zwischen den Folien noch Luft befinden kann, wurden die äußeren Kaptonfolien durch 1,5 mm dicke Plexiglasscheiben ersetzt, zwischen denen der restliche Folienstapel zusammengepresst wird. Abbildung 3.15 zeigt die Ergebnisse der entsprechenden Messung. Auch hier zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen Vakuum- und Luft-Messung. Auffällig ist vor allem, dass die Signale der ersten und letzten Kupferfolie (Folie 1 und 3) wesentlich höher und breiter sind als das Signal der mittleren Folie. Das erklärt sich dadurch, dass nicht nur Protonen, die in der Kupferfolie gestoppt werden, einen Beitrag zum Messsignal leisten, sondern auch die Protonen, die in den Plexiglasscheiben bzw. den Kaptonfolien absorbiert werden. Dabei erzeugt die zusätzlich von dem Proton in den Isolator eingebrachte positive Ladung ein elektrisches Feld, welches analog einer Bildladung ein Elektron im angrenzen-

den Leiter bindet. Ein Messkanal besteht also immer aus der Kombination von leitender und nichtleitender Folie.

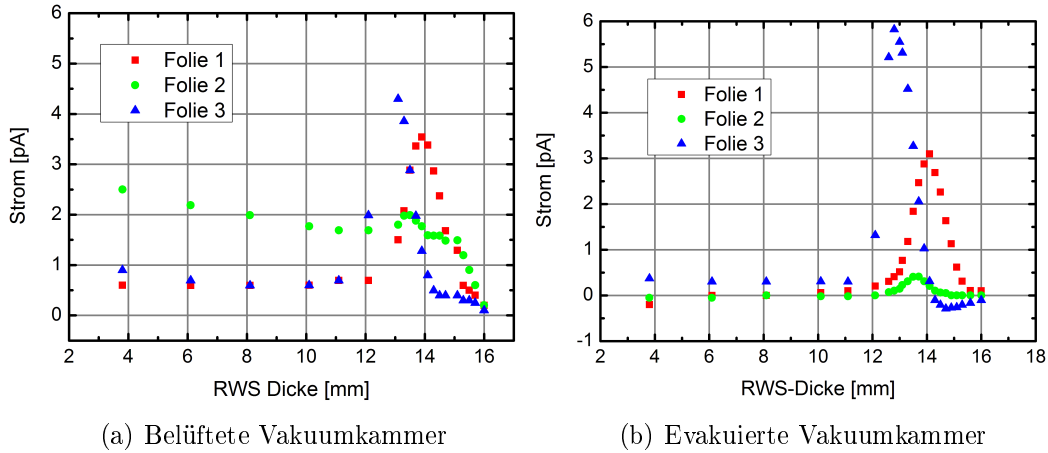


Abb. 3.15: Messergebnis für einen Folienstapel bestehend aus 3 Kupfer- ($10\,\mu\text{m}$) (Folie 1-3) und 2 Kaptonfolien ($25\,\mu\text{m}$) zwischen zwei Plexiglasscheiben mit einer Dicke von $1,5\,\text{mm}$.

Weiterhin zeigt sich in der Abbildung 3.15, dass der Peak der dritten Folie als erstes, also bei geringeren RWS-Stellungen, auftaucht. Erst danach ist der Peak in der zweiten Folie und zum Schluss in der ersten Folie gemessen worden. Aber je höher die RWS-Dicke ist, desto geringer ist die Energie des Protonenstrahls. Das heißt, dass die in Folie 3 gemessenen Protonen eine höhere Energie haben als die in Folie 2, welche wiederum eine höhere Energie als die Protonen in Folie 1 besitzen. Das ist auch plausibel, denn die Protonen, die in Folie 3 stoppen, haben zuvor schon die anderen Folien durchdrungen und dabei einen Teil ihrer Energie verloren. Damit die Protonen in einer vorderen Folie stoppen, muss diese Energiedifferenz aber durch eine dickere RWS-Stellung erreicht werden. Der Protonenstrahl wird also bei dünnen RWS-Stellungen im Beam-dump gestoppt und mit steigender RWS-Dicke vom Dump in den Folienstapel verlagert. Dabei wird er von den hinteren in die vorderen Folien „gezogen“ bis der RWS so dick ist, dass der Strahl nicht mehr bis in den Folienstapel gelangt.

Abgesehen davon ist der Durchschwinger im hinteren Teil der Messkurve der dritten Folie im evakuierten Beispiel (Abbildung 3.15 (b)) auffällig. Dies erklärt sich dadurch, dass die Protonen, die in der Folie davor stoppen, Elektronen

aus der Folie herauslösen, die dann in der letzten Folie diesen Durchschwinger verursachen.

Weil die bisherigen Messungen in sehr niedrigen Strombereichen statt fanden, sind sie auch sehr anfällig für äußere Störungen. Bei jeder Messung zeigt sich ein relativ großes Rauschen, das teilweise größer als das eigentliche Signal ist. Die Messung in Abbildung 3.16 ist ein Beispiel dafür, dass ein solch starkes Rauschen es schwer macht, belastbare Messergebnisse zu erhalten. Bei dem konkreten Aufbau für diese Messung handelt es sich um die letzte Ausbaustufe der Vakuumkammer, wie sie im vorigen Abschnitt beschrieben wurde. Dieser Aufbau hat eine größere Fläche und der Folienstapel wird von zwei geerdeten Kupferscheiben zusammengedrückt. In dieser Messung wurde nur der RWS-Bereich betrachtet, der die Protonen im Aufbau stoppen lässt. Bei der Messung repräsentiert der Fehlerbalken an den Messwerten das Rauschen; es wurde über eine gewisse Zeit der Strom in jeder Folie gemessen und über die Werte gemittelt. Die einfache Standardabweichung entspricht dabei der dargestellten Unsicherheit. Sie erreicht Werte, die teilweise größer sind als die Mittelwerte selbst.

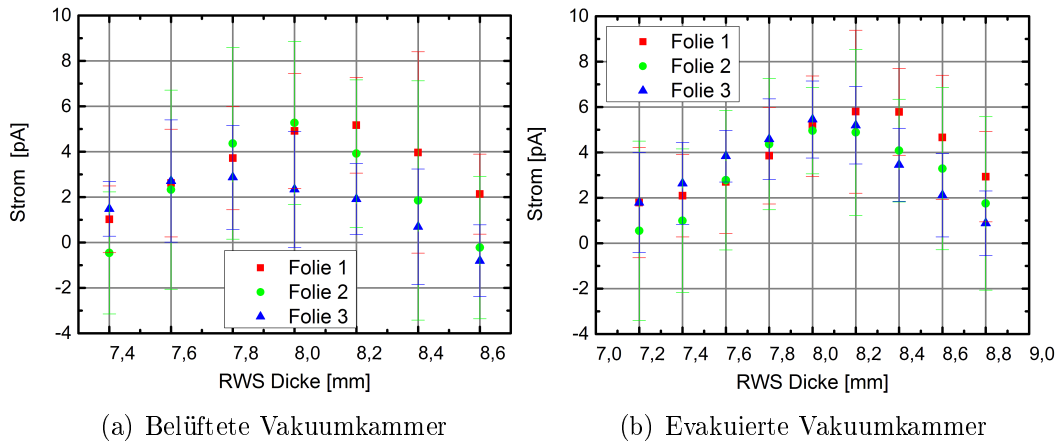


Abb. 3.16: Messergebnis für einen Folienstapel bestehend aus 3 Kupfer- ($10\ \mu\text{m}$) und 4 Kaptonfolien ($25\ \mu\text{m}$) zwischen zwei geerdeten Kupferscheiben

In der Abbildung 3.16 ist erkennbar, dass erwartungsgemäß alle drei Peaks in etwa gleich groß sind, aber auch leichte Unterschiede hinsichtlich der Maximalage aufweisen. Die Luft hat hier einen wesentlich geringeren Einfluss auf die Intensität der Messsignale, aber auch das Rauschen ist im belüfteten Fall

nur wenig größer. Die Erklärung für die großen Unsicherheiten liegt in den Kabeln der Messleitungen. Es wurden BNC-Kabel mit einer Länge von mehr als 5 m genutzt, da die Elektrometer möglichst weit von dem Strahlenfeld entfernt und hinter einer Abschirmung sein sollten, um die empfindliche Elektronik vor Strahlenschäden zu schützen.

Zur Untersuchung des Einflusses der Kabellänge auf das Rauschverhalten, wurden für die Vakuumkammer mit drei unterschiedlichen Kabeln in einem anderen Laborraum die Dunkelströme gemessen. Die Tabelle 3.5 zeigt die Ergebnisse einer einstündigen Messung der Untergrundströme. Daraus geht hervor, dass sowohl die Kabellänge, als auch die Art der Schirmung wesentlichen Einfluss auf das Rauschverhalten haben.

Tab. 3.5: Vergleich des Rauschens unterschiedlicher Kabel (2 m BNC-Kabel, 8 m BNC-Kabel und ein doppeltgeschirmtes 1,5 m langes BNC-Kabel) bei einer Dunkelstrommessung. Die Messdauer betrug ca. eine Stunde.

Kabel	Mittlerer Strom	Standardabweichung
8 m, 1fach geschirmt	0,10 pA	0,95 pA
2 m, 1fach geschirmt	-0,09 pA	0,70 pA
1,5 m, 2fach geschirmt	0,03 pA	0,03 pA

Fazit

Der Aufbau mit der Vakuumkammer diente dazu, erste Erfahrungen mit dem prinzipiellen Aufbau eines MLFC zu sammeln und Erkenntnisse zu gewinnen, worauf beim eigentlichen Aufbau des MLFC zu achten ist. Diese Aufgabe hat der Aufbau erfüllt. Dabei haben sich zwei Schwachstellen dieser Vakuumkammer offenbart:

Ein Nachteil ist es, dass nur Aufbauten mit drei Kanälen bzw. leitenden Folien möglich sind, da zum einen maximal vier Durchführungen existieren und zum anderen nur drei Elektrometer zur Verfügung standen, um die Messungen gleichzeitig durchführen zu können. Das führt dazu, dass jede Messung eigentlich nur Randeffekte widerspiegelt und nicht das Verhalten inmitten eines Stapels von vielen Folien. Das erklärt auch die großen Unterschiede bei Messungen im belüfteten und evakuierten Zustand.

Der zweite Nachteil ist das relativ große Volumen und die nicht geschirmten inneren Messleitungen in der Kammer. Denn die Kammer selbst stellte die eigentliche Schirmung dar, wobei diese durch das ungeschirmte Fenster durchlässig war. Dadurch werden in der Kammer viele unkontrollierbare geladene Teilchen und Felder erzeugt und der ganze Aufbau ist anfällig für Störungen zum Beispiel durch Masseschleifen oder äußere Felder. Aber es war auch nicht das Ziel in diesem Aufbau einen gut funktionierenden MLFC aufzubauen.

Es können vier wesentliche Aussagen für den nächsten Aufbau mit bis zu 50 Kanälen bzw. leitenden Folien getroffen werden:

1. Die zu erwartenden Ströme liegen im Bereich einiger pA und es ist notwendig, möglichst kurze und gut geschirmte Kabel als Verbindung von den Folien zur Messelektronik zu verwenden.
2. Der Folienstapel sollte kompakt, also ohne Zwischenräume, aufgebaut und direkt von einer Schirmung umgeben sein. Ebenfalls gilt es Masseschleifen zu verhindern.
3. Leitende und nichtleitende Folien bilden zusammen das „Messvolumen“ eines Kanals.
4. Bei kompakter Bauweise und guter Schirmung kann der Aufbau an Luft eingesetzt werden.

3.4.2 50 Kanäle

Wie in Kapitel 3.2.2 gezeigt, sind 50 Kupferfolien mit einer Dicke von $10\text{ }\mu\text{m}$, getrennt durch jeweils $25\text{ }\mu\text{m}$ Kapton, ausreichend zur Messung der Reichweite des Protonenstrahls der Augentumorthherapie des HZB. Daher wurde der nächste Aufbau entsprechend konzipiert.

Aufbau

Unter Rücksichtnahme der Anforderungen aus Kapitel 3.2 wurden die Kupferfolien für den MLFC in Kreisform mit einem Durchmesser von 10 cm festgelegt. Um die Folien auf eine speziell dafür entworfene Platine löten zu können, und darüber die Anbindung zur Messelektronik zu realisieren, befindet sich an jeder

Kupferfolie ein 16 mm langes und 2 mm breites Fähnchen, wie in Abbildung 3.17 dargestellt.

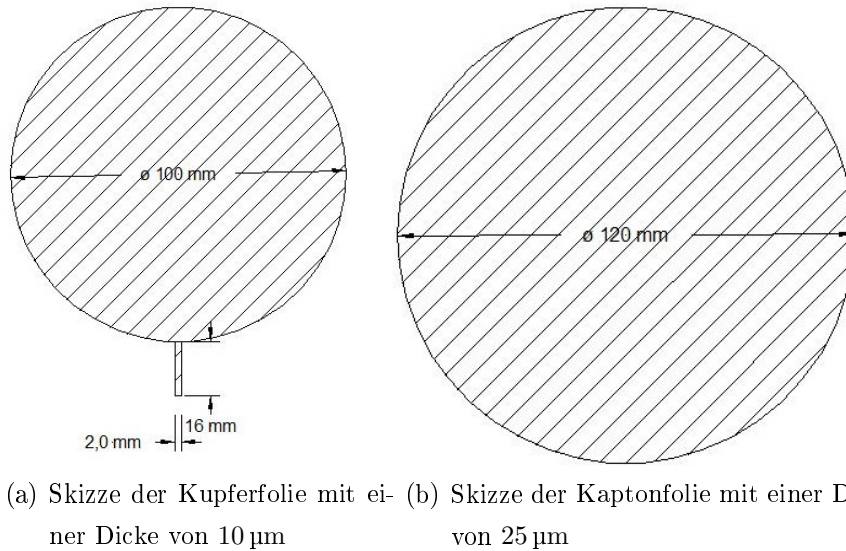


Abb. 3.17: Skizzen und Abmessungen der im MLFC verwendeten Folien

Das Design der Platine ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Die Platine hat ein zentrales Loch mit einem Durchmesser von 10 cm. Auf einer Kreislinie um das Loch sind in äquidistanten Abständen 50 Lötstellen, die über Leiterbahnen mit SMA-Buchsen verbunden sind. Die SMA-Buchsen liegen sowohl auf der linken als auch auf der rechten Seite der Platine. Die Breite der Leiterbahn ist dabei so gewählt, dass sie eine Impedanz von 50Ω aufweist.

Weitere Bestandteile des MLFC sind die Rück- und die Frontplatte. Die Rückplatte, welche gleichzeitig als Beamdump dient, besteht aus einer 2 cm dicken Aluminiumplatte mit einer kreisförmigen Erhebung, die genau in das Loch der Platine passt und exakt deren Höhe hat. So entsteht, wenn die Platine auf der Rückplatte liegt, eine bündige Fläche an der Stelle des Lochs. In einer späteren Variante wurde in die Rückplatte eine 7 mm dicke Kupferplatte an die Stelle der Erhebung elektrisch isoliert in der Aluminiumplatte eingesetzt. Sie füllt das Loch in der Platine genauso aus und dient als Beamdump, da 7 mm Kupfer ausreichen, um den 68 MeV-Strahl komplett zu absorbieren. Durch die elektrische Isolierung von der restlichen Rückplatte kann das Signal des Beamdumps jedoch gesondert ausgelesen werden. Abbildung 3.19 zeigt die

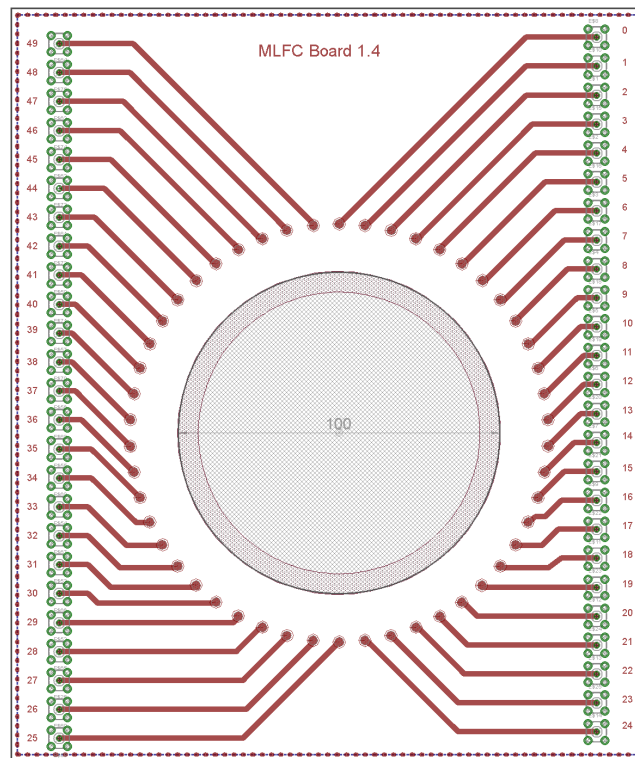
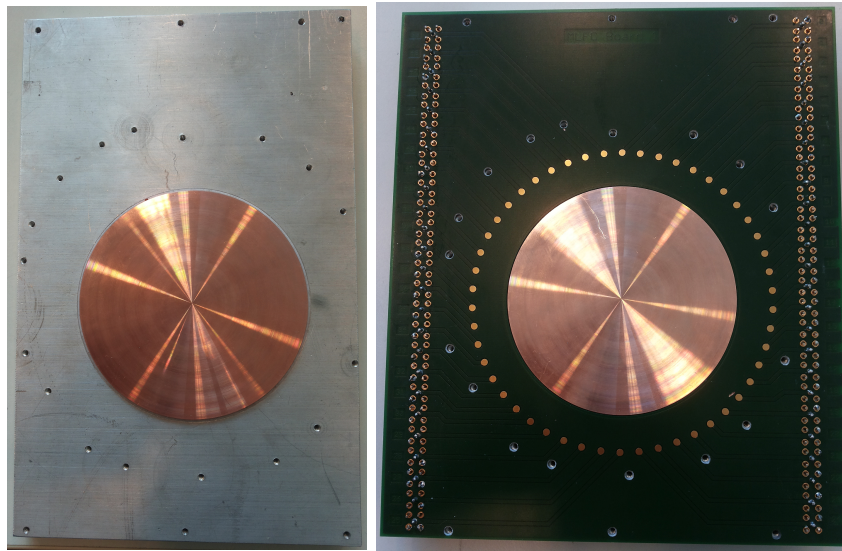


Abb. 3.18: Skizze der MLFC-Platine

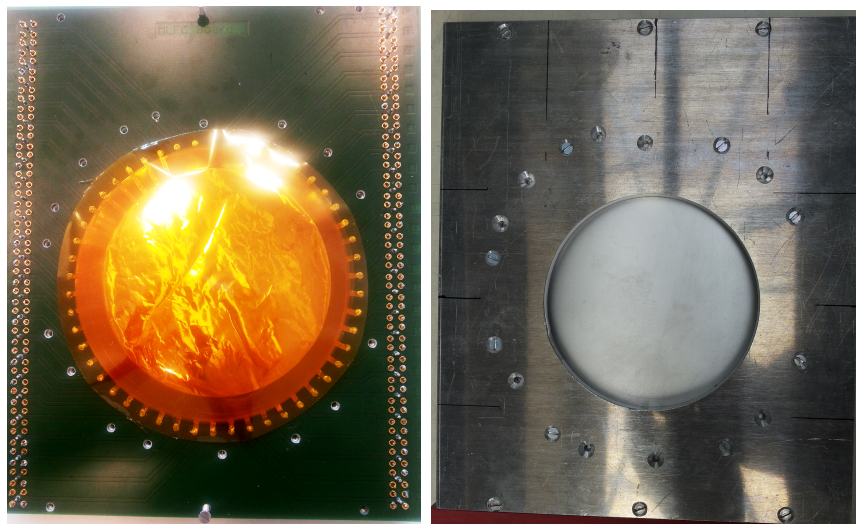
Rückplatte mit und ohne Platine und den Aufbau mit angelöteten Folien ohne Frontplatte.

Als Frontplatte dient eine 1,5cm dicke Aluminiumplatte und ein 0,3mm dünnes Aluminiumblech mit einer Reinheit von 99,5%. Das Blech liegt auf den Folien und der Platine. Darüber wird die Aluminiumplatte befestigt, die ein Loch mit einem Durchmesser von 11 cm genau an der Stelle hat, an der sich die der Folienstapel befindet, wie in Abbildung 3.19 (d) gezeigt ist. Die Befestigung erfolgt über Schrauben, die gleichzeitig die elektrische Verbindung zwischen Front- und Rückplatte gewährleisten. Somit ist ausreichend Stabilität gegeben, das Aluminiumfenster zu den Folien ist hinreichend dünn und alle Aluminiumteile liegen auf dem Massepotential der Platine.

Sorgfalt und Vorsicht sind bei der Erstellung des MLFC-Aufbaus sehr wichtig, da es leicht passieren kann, dass die Fähnchen der Kupferfolien nach dem Anlöten abreißen. Darüber hinaus kam es bei dem ersten Aufbau dazu, dass einzelne Lötstellen nicht mehr genutzt werden konnten. Weiterhin zeigten sich bei einigen SMA-Buchsen in späteren Messungen Dunkelströme von bis zu einigen nA, was etwa drei Größenordnungen über den zu erwartenden Messsi-



(a) Rückplatte mit Beamdump (b) Platine auf der Rückplatte ohne Folie aus Kupfer



(c) Platine auf der Rückplatte mit aufgelöteten Folien (d) Kompletter MLFC mit Blick auf die Frontplatte

Abb. 3.19: Bestandteile und Aufbau des finalen MLFC-Aufbaus

gnalen liegt. Es hat sich in diesen Fällen ergeben, dass die Trennung zwischen Messleitung und Schirm nicht zu 100% gegeben war. Ein vorsichtiges aber gründliches Reinigen der Lötstellen hat im Einzelfall geholfen, die Dunkelströme erheblich zu verringern. So war zum Beispiel der Dunkelstrom in Kanal 36 des ersten MLFC-Aufbaus vor dem Reinigen bei etwa 2,5 nA und nach dem

Reinigen bei 1 pA. Aufgrund dieser Tatsachen konnten in dem ersten Aufbau auch nur 42 Kanäle realisiert werden. Im finalen Aufbau wurden hingegen 47 MLFC-Kanäle realisiert und ein Kanal (Nummer 48) für das Signal des Beamdumps genutzt. Dafür wurde auf die letzte Kaptonfolie (zwischen Kupferfolie 48 und Beamdump) verzichtet, wodurch die Kupferfolie auf dem Beamdump liegt und über diese Folie das Signal des Beamdumps ausgelesen wird. Damit werden alle 48 Kanäle der *Rabbitbox* im finalen Aufbau genutzt.

Untergrundmessung

Sowohl der erste als auch der finale MLFC-Aufbau zeigt in Kombination mit der *Rabbitbox* Dunkelströme, die so nicht auftreten, wenn statt der *Rabbitbox* beispielsweise die Elektrometer (siehe Kapitel 3.3) verwendet werden. Bei Untergrundmessungen mit dem Elektrometer näherte sich der Dunkelstrom nach einigen Sekunden immer der Null an, bzw. einem Stromwert von weniger als einigen pA.

Der Dunkelstrom wurde über mehrere Stunden gemessen. Das zeitliche Verhalten ist in Abbildung 3.20 exemplarisch für eine Stunde und sieben Kanäle dargestellt. Es gibt keine wesentlichen Unterschiede zu den anderen Kanälen, abgesehen von der Höhe der Stromwerte. Wie dargestellt, sind die Dunkelströme auf dieser Zeitskala nahezu konstant.

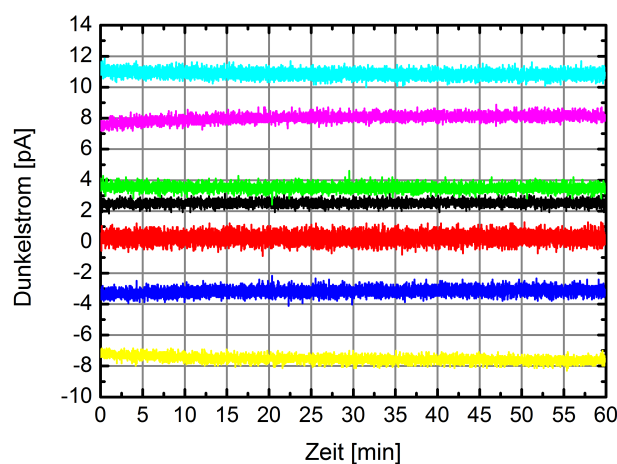


Abb. 3.20: Einstündiger Verlauf der Dunkelströme in ausgewählten Kanälen des MLFC-Aufbaus, wobei eine Farbe einen Kanal repräsentiert.

Die Tabelle 3.6 zeigt die Dunkelströme der gleichen Messung, jedoch wurde hier über den Zeitraum von einer Minute, was der Größenordnung einer Messung mit dem MLFC entspricht, gemittelt. Die Standardabweichung dieser Mittelwerte ist ein Maß für die Schwankung des Dunkelstroms bzw. des Rauschens. Die Werte liegen zwischen -40 pA bis 50 pA , wobei die meisten einstelligen pA -Werte erreichen. Ein Grund für das hohe Rauschen in Kanal 1 kann die Schirmung sein. Denn vor dieser Folie ist das $0,3\text{ mm}$ dicke Aluminiumfenster und die Schirmung um den restlichen Stapel ist mit mindestens $1,5\text{ cm}$ Aluminium entscheidend dicker.

Die Dunkelströme sind demzufolge nicht nur auf der Zeitskala von Stunden nahezu konstant, sondern auch auf der Zeitskala einer MLFC-Messung, was durch die geringen Standardabweichungen in Tabelle 3.6 deutlich wird. Das ermöglicht Differenzmessungen. Es ist also notwendig, vor jeder Vermessung des Protonenstrahls eine Dunkelstrommessung durchzuführen und die entsprechenden Werte von den eigentlichen Messwerten mit Strahl abzuziehen.

Eine Erklärung für diese Dunkelströme ist, dass die *Rabbitbox* in ihrem untersten Messbereich betrieben wird. Sie ist eigentlich für einen Messbereich oberhalb von einigen pA ausgelegt, siehe Kapitel 3.3. Messungen mit der *Rabbitbox*, die nicht an den MLFC angeschlossen ist, zeigen im pA -Messbereich in jedem Kanal einen Dunkelstrom von etwa 2 pA mit ähnlichen Schwankungen wie in Tabelle 3.6.

3.5 Vorabsorber

Der Protonenstrahl am HZB wird mit einer festen Energie von 68 MeV aus dem Zyklotron extrahiert. Weitere Energieänderungen, wie sie zum Beispiel für Strahlenhärte-tests und für die Therapie notwendig sind, werden nicht durch Einstellungsänderungen am Zyklotron vorgenommen (da das zu aufwendig wäre und in der Regel nicht schnell genug geht) sondern die Energie des Protonenstrahls wird durch unterschiedliche Absorber verringert. Dabei ist das Prinzip immer das gleiche: es wird zusätzliches Material in den Strahlengang gebracht, mit dem die Protonen wechselwirken und dabei einen Teil ihrer Energie verlieren. Über die Art Dicke des eingebrachten Materials, also die Strecke, die

Tab. 3.6: Dunkelstrommessung des finalen MLFC-Aufbaus über ca. 1 min. Die Stromwerte wurden gemittelt (MW) und die Standardabweichung (σ) berechnet.

Kanal	MW [pA]	σ [pA]	Kanal	MW [pA]	σ [pA]
1	-1,6	2,0	25	-26,9	0,2
2	2,5	0,2	26	38,8	0,3
3	0,2	0,3	27	-13,9	0,3
4	3,6	0,2	28	1,7	0,2
5	-3,3	0,2	29	16,6	0,3
6	11,0	0,2	30	-4,9	0,5
7	7,8	0,2	31	18,3	0,4
8	-7,3	0,1	32	-11,0	0,1
9	15,3	0,2	33	-5,4	0,5
10	1,2	0,2	34	15,0	0,2
11	-13,0	0,2	35	-1,0	0,3
12	29,7	0,2	36	-5,4	0,2
13	-0,5	0,2	37	37,1	0,2
14	-16,3	0,1	38	-26,6	0,2
15	11,8	0,2	39	2,5	0,2
16	26,6	0,2	40	-9,5	0,2
17	-39,7	0,5	41	50,5	0,3
18	15,1	0,4	42	-28,9	0,2
19	17,3	0,2	43	-2,4	0,4
20	0,9	0,1	44	9,4	0,3
21	-1,4	0,2	45	1,5	0,2
22	3,8	0,2	46	18,3	0,2
23	13,5	0,4	47	-13,7	0,2
24	-2,6	0,5	48	11,0	0,2

der Protonenstrahl durch den Absorber zurücklegt, ergibt sich die konkrete Energieverringernug.

Der MLFC braucht einen Absorber, damit die Energie der Protonen soweit reduziert wird (unter 19 MeV im finalen Aufbau), dass sie im MLFC stoppen. Zunächst wurden dafür zum einen Plexiglasblöcke und zum anderen der Reich-

weitenschieber (RWS) und der Doppelkeil verwendet. Beide Systeme werden im folgenden Kapitel kurz vorgestellt. Der Doppelkeil wurde auch zur Bestimmung der Genauigkeit des finalen MLFC-Aufbaus genutzt, siehe Kapitel 4.1. Der finale MLFC-Aufbau benötigt aber sein eigenes Absorbersystem, um in einem variablen Energiebereich eingesetzt werden zu können. Dieses Absorbersystem wird im Abschnitt 3.5.2 genauer beschrieben.

3.5.1 Doppelkeil und Reichweitenschieber

In der Therapie muss die maximale Reichweite des Protonenstrahls für jeden Patienten angepasst werden, da jedes Auge unterschiedlich groß ist und die Tumore an unterschiedlichen Positionen im Auge liegen. Diese Anpassung wird mit dem Reichweitenschieber (RWS), der in Kapitel 2.3.3 beschrieben ist, vorgenommen. Der RWS und eine Prinzipskizze, die auch für den später vorgestellten Doppelkeil gilt, ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Dabei befindet sich ein beweglicher Keil aus Plexiglas im Strahlpfad (im Falle des RWS in Form eines Rades mit zunehmender Dicke) und ein fester Ausgleichskeil. Der große Keil kann bewegt werden, damit die Gesamtdicke des Materials im Strahlengang und so die maximale Reichweite des Strahls variiert wird. Der Ausgleichskeil gleicht die Steigung des großen Keils aus, damit der Strahl eine konstante Schichtdicke durchdringt. Der RWS besteht aus Plexiglas und kann in Dickschritten von 0,01 mm verfahren werden, wobei die Mindestdicke 3,8 mm beträgt. Der Reichweitenschieber befindet sich permanent im Strahlpfad des Behandlungsraumes und ist das erste Element nach dem Austrittsfenster.

Der RWS wurde auch für Messungen mit dem MLFC und der Vakuumkammer genutzt. Er hat aber zwei Nachteile:

Er ist dafür ausgelegt, typische Reichweitenwerte für die Augentumorthherapie zu erzeugen, reicht also nicht bis zu beliebig kleinen Reichweiten. Das kann jedoch dadurch ausgeglichen werden, dass noch zusätzliches Material (Plexiglasscheiben) in den Strahlengang gebracht werden.

Der zweite und entscheidendere Nachteil ist die Entfernung des RWS zum Experimentaufbau. Dadurch haben die Protonen bis zum Experiment bzw. Target eine Luftstrecke von mehr als einem Meter zurückzulegen. Da der Streuwinkel mit wachsender RWS-Dicke zunimmt, verliert der Strahl am Experiment

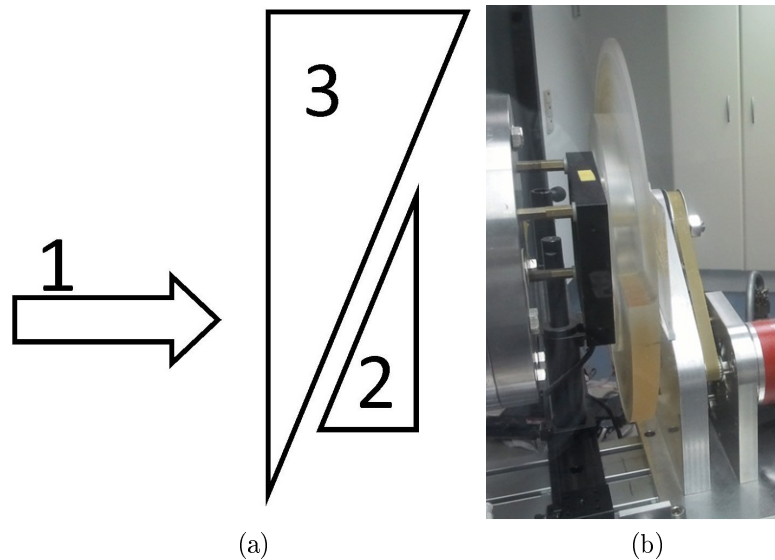
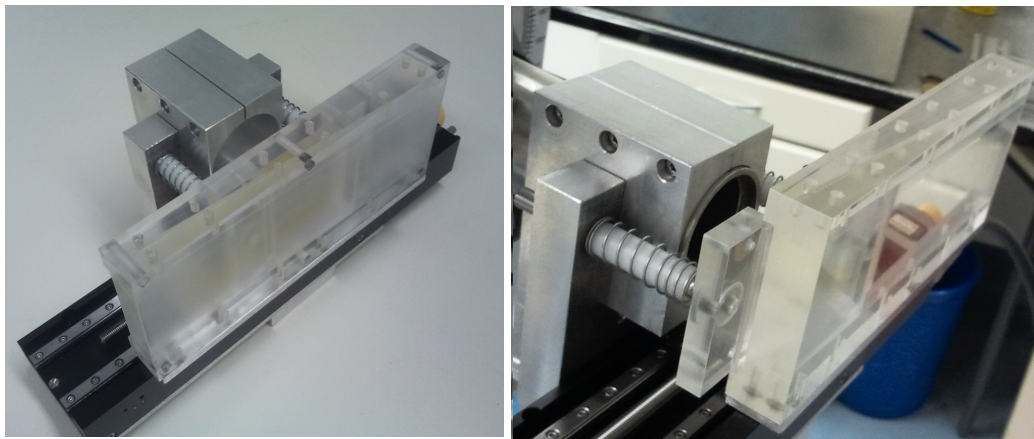


Abb. 3.21: (a) zeigt das Funktionsprinzip des Reichweitenschiebers (RWS) bzw. Doppelkeils mit Protonenstrahl (1), Ausgleichskeil (2) und beweglichem Keil (3). (b) zeigt ein Bild des RWS in der gleichen Orientierung wie in der Skizze (a).

mit zunehmender Dicke des RWS an Intensität. Gerade bei den Experimenten mit der Vakuumkammer macht sich das stark bemerkbar, da dort die Energie der Protonen sehr niedrig ist, und der RWS sehr dick sein muss, um die Protonen in den dünnen Folien zu stoppen.

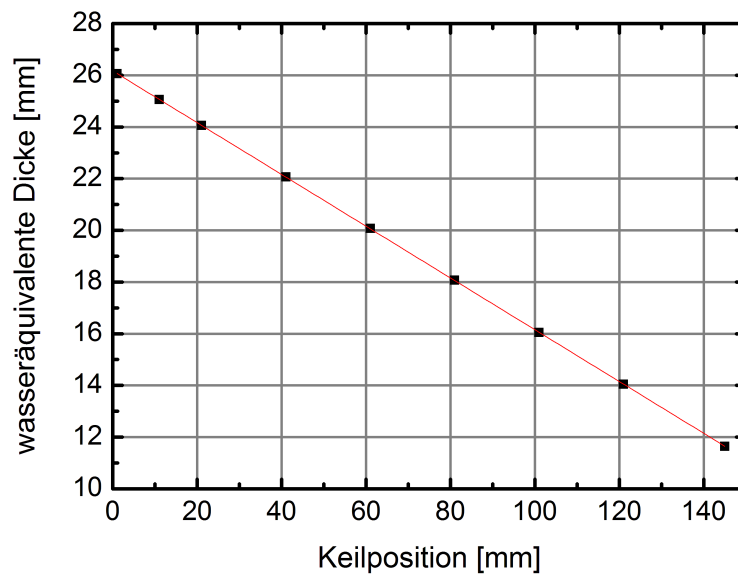
Ein ähnliches System stellt das Doppelkeilsystem (Keil) aus Plexiglas dar. Abbildung 3.22 zeigt das Doppelkeilsystem. Es funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie in Abbildung 3.21 und hat einen kleinen fixen inneren Keil und einen großen beweglichen Keil. Weiterhin hat es eine Vorrichtung, mit der es schnell am Strahlrohrende im Behandlungsraum an- und abmontiert werden kann. Damit befindet es sich unmittelbar vor den experimentellen Aufbauten, wodurch es praktisch keine Streuverluste gibt. Der Doppelkeil lässt sich in wasseräquivalenten Schritten von $10\mu\text{m}$ verfahren.

Abbildung 3.23 zeigt die gemessenen Wasserdicken bei verschiedenen Keilpositionen. Es ergibt sich der lineare Zusammenhang zwischen Wasserdicke D_{Wasser} und Keilposition D_{Keil} gemäß Formel 3.2, wobei der Offset bzw. die maximale Wasserdicke durch Hinzufügen spezieller Plexiglasplatten erhöht werden kann.



(a) Doppelkeilsystem

(b) Doppelkeil montiert am Strahlrohrende

Abb. 3.22: Doppelkeilsystem aus Plexiglas**Abb. 3.23:** Bestimmung der wasseräquivalenten Dicke des Doppelkeilsystems

$$D_{Wasser} = -0,10 \cdot D_{Keil} + 26,17 \text{ mm} \quad (3.2)$$

3.5.2 Absorbersystem

Entsprechend Kapitel 3.2.2 wird für die Messung des Therapiestrahls mit dem MLFC mit 47 Kanälen ein Vorabsorber benötigt, um die Energie des Protonenstrahls auf unter 19 MeV zu reduzieren, da nur dann der Strahl in dem

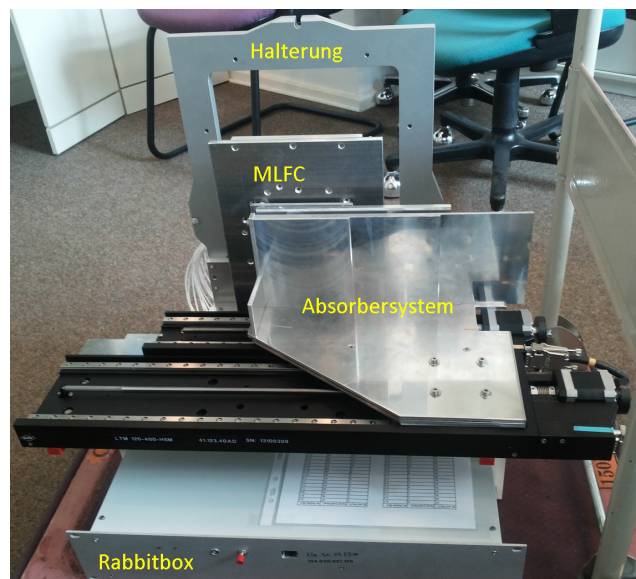


Abb. 3.24: Der gesamte MLFC-Aufbau inklusive Halterung für den Patientenstuhl, Absorbersystem und *Rabbitbox*

Folienstapel stoppt und ihn nicht durchdringt. Der gesamte MLFC-Aufbau soll einen Energiebereich von 30 MeV bis 70 MeV abdecken, wobei die obere Grenze von 70 MeV die verwendeten Energien in der Augentumorthherapie abdeckt. Darüber hinaus wäre eine Anwendung des MLFC auch für Strahlenthärte-tests sinnvoll, denn für diese Tests werden verschiedene Strahlenergien angefragt. Üblicherweise sind dabei 30 MeV die niedrigste angefragte Protonenenergie.

Um diese Variabilität des MLFC zu gewährleisten, muss das Vorabsorbersystem entsprechend variabel sein. Um einen 70 MeV Protonenstrahl in einen Energiebereich unter 19 MeV zu bremsen, sind etwa 18 mm Aluminium notwendig, bei 30 MeV etwa 3 mm Aluminium. Dabei hat Aluminium gegenüber anderen Materialien den Vorteil, dass die durch Bestrahlung mit Protonen entstandene Aktivität relativ schnell abklingt, da nur sehr kurzlebige (Sekunden bis Minuten) Radionuklide erzeugt werden. Im Vergleich zu Kunststoffen zeichnet sich Aluminium durch seine Langlebigkeit aus, denn Kunststoffe wie Plexiglas werden auf lange Sicht von der Strahlung zerstört. Außerdem kann Aluminium feinmechanisch besser verarbeitet werden.

Das speziell entwickelte Vorabsorbersystem besteht aus zwei Teilen: einer Treppe und einem Doppelkeilsystem (Keil), ähnlich dem aus Abschnitt 3.5.1. Abbildung 3.24 zeigt den gesamten Aufbau des MLFC und Abbildung 3.25

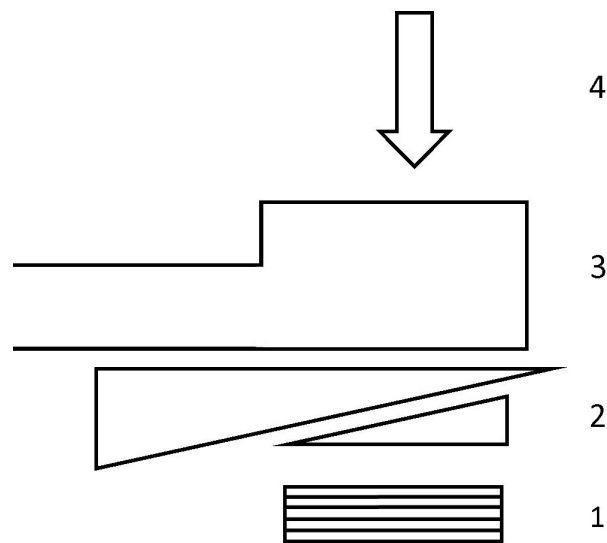
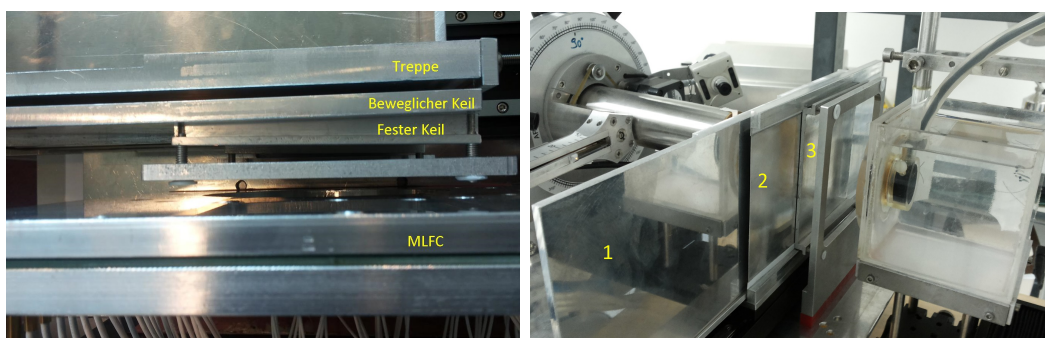


Abb. 3.25: Skizzierter Aufbau des Absorbersystems des MLFC (1) mit Doppelkeil (2), Treppe (3) und gekennzeichnete Protonenstrahlrichtung (4)

zeigt eine Prinzipskizze des Absorbersystems. Beide Teile bestehen aus Aluminium mit einer Reinheit von 99,5 % und sind so konzipiert, dass auf einer Messfläche von 10 cm mal 10 cm eine einheitliche Aluminiumdicke gewährleistet ist. Beide Teile sind auf verfahrbaren Lineartischen der Firma OWIS (LTM 120-400-HSM für die Treppe und LTM 80-300-HSM für den Keil) montiert und können über Schrittmotoren, bei denen ein Schritt einer Verschiebung des Tisches um 1 μm entspricht, unabhängig voneinander verfahren werden. In Abbildung 3.26 sind Detailaufnahmen des Absorbersystems gezeigt.



(a) Nahaufnahme von oben, analog zu Abbildung 3.25

(b) Aufnahme der Rückseite bei einer Messung mit dem Wasserbad

Abb. 3.26: Detailaufnahmen des Absorbersystems mit den gekennzeichneten Bestandteilen Treppe (1), beweglicher Keil (2) und fester Keil (3)

Die Treppe besteht aus einer Aluminiumplatte mit drei Stufen, wobei jede um 4 mm dünner ist als die vorherige. Sie kann komplett aus dem Strahlengang heraus gefahren und somit in vier Positionen von 0 mm bis 12 mm eingestellt werden. In der Tabelle 3.7 sind die Positionen (S1-S4) und die dazugehörigen Aluminiumdicken aufgelistet.

Tab. 3.7: Positionsbezeichnungen und die zugehörigen Materialdicken des Absorbersystems (Treppe und Keil), die Tischstellung gibt den Verfahrensweg von der Nullposition an.

Treppe			Keil		
Nummer	Tischstellung [mm]	Dicke [mm]	Nummer	Tischstellung [mm]	Dicke [mm]
S1	5	$12,06 \pm 0,01$	K1	1	$6,3 \pm 0,1$
S2	106,5	$7,98 \pm 0,01$	K2	27,5	$5,6 \pm 0,1$
S3	206,5	$4,05 \pm 0,005$	K3	57,6	$4,8 \pm 0,1$
S4	310	0	K4	88,3	$4,0 \pm 0,1$
			K5	120,5	$3,15 \pm 0,1$

Der Keil hat eine variable Dicke von 3,1 mm bis 6,3 mm. Er kann mit dem Schrittmotor kontinuierlich (in 0,1 μ m Schritten) verfahren werden. Da der Folienstapel im MLFC aber selbst einen wasseräquivalenten Bereich von etwa 4 mm abdeckt, wird der Keil zwischen fünf festen Positionen verfahren, die so gewählt sind, dass sich die jeweiligen Energiebereiche im MLFC überschneiden. Die Positionsdaten (K1-K5) des Keils sind in der Tabelle 3.7 aufgelistet.

In dieser Tabelle gibt die Tischstellung den Verfahrensweg vom Nullpunkt in Millimetern an. Das System ist so konstruiert, dass bei niedrigen Tischstellungswerten die Dicken der Absorber groß sind und zu großen Tischstellungen hin dünner werden. Die Dicken der Stufen der Treppe sind direkt mit einer Schiebelehre bzw. Mikrometerschraube gemessen worden. Die Keildicken wurden berechnet aus den Messdaten des verfahrbaren Keils und des festen Ausgleichskeils. Der verfahrbare Keil ist an der dünnsten Seite 0,38 mm und an der dicksten Seite 6,18 mm dick und insgesamt 220 mm lang. Der Ausgleichskeil ist an der dünnsten Seite 0,11 mm und an der dicksten Seite 2,77 mm dick und 100 mm lang. Diese Werte wurden durch mehrfache Messung mit einer Schiebelehre, die selbst eine Genauigkeit von 0,005 mm hat, durchgeführt. Allerdings

gibt es fertigungsbedingt weitere Unsicherheiten. So ist zum Beispiel die dünne Seite des Ausgleichskeils nicht auf der gesamten Länge exakt 0,11 mm, sondern zeigt Schwankungen von etwa 0,02 mm. Auch ist die Messung der dünnen Seite eines Keils in diesen Größenordnungen mit einer Schiebelehre kompliziert, da durch den Anstieg eventuell nicht genau die dünnste Kante gemessen wurde. Daher wurde als Fehler für diese Messwerte nicht die Unsicherheit der Schiebelehre angenommen, sondern diese um Faktor 10 erhöht. Die so abgeschätzte Unsicherheit beträgt 0,05 mm.

Der Anstiegswinkel α eines Keils der Länge l mit der dünnen Seite D_{min} und der dicken Seite D_{max} kann über trigonometrische Berechnungen gemäß Formel 3.3 berechnet werden. Der bewegliche Keil (BK) hat einen Anstiegswinkel von $\alpha = 1,51^\circ$, siehe Abbildung 3.27. Die Gesamtdicke $D(d)$ des Doppelkeilsystems berechnet sich entsprechend Formel 3.4, wobei sich diese Formel auf die dickste Stelle (der Dicke D_{AKmax}) des Ausgleichskeils (AK) bezieht. Dabei ist D_{BKmin} die dünnste Dicke des beweglichen Keils und d die Strecke vom Beginn (dünne Seite) des beweglichen Keils bis zur vorderen Kante des Ausgleichskeils (dicke Seite), also die Strecke der Verschiebung des beweglichen Keils relativ zur dicksten Kante des Ausgleichskeils. Die Unsicherheiten aus Tabelle 3.7 wurden mittels Formel 3.4 und *Gauß*'scher Fehlerfortpflanzung berechnet.

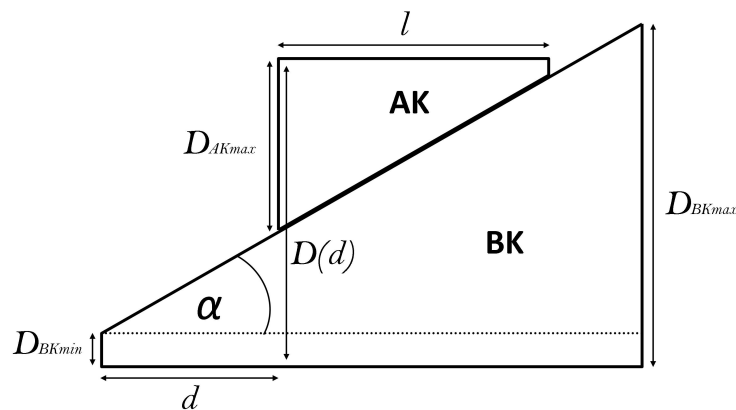


Abb. 3.27: Skizze zur Erläuterung der Berechnung der Dicke des Doppelkeilsystems mit Ausgleichskeil AK und beweglichem Keil BK, die restlichen Bezeichnungen werden im Text erklärt.

$$\alpha = \arctan \frac{D_{max} - D_{min}}{l} \quad (3.3)$$

$$D(d) = D_{Kmin} + D_{AKmax} + d \cdot \tan \alpha \quad (3.4)$$

Tab. 3.8: Angaben zu den Dicken der Luft- und Aluminiumschichten des Absorbersystems in mm. Die Positionsnummer gibt zuerst die Stufennummer der Treppe (S1-S4) und danach Stelle die Keilposition (K1-K5) an.

Position	Luft [mm]	Stufe [mm]	Luft [mm]	Keil [mm]	Luft [mm]	Al-Fenster [mm]
S1K1	0	12,06	4,2	6,3	35	0,3
S1K2	0	12,06	4,2	5,6	35,7	0,3
S1K3	0	12,06	4,2	4,8	36,5	0,3
S1K4	0	12,06	4,2	4	37,3	0,3
S1K5	0	12,06	4,2	3,15	38,15	0,3
S2K1	4,1	7,98	4,2	6,3	35	0,3
S2K2	4,1	7,98	4,2	5,6	35,7	0,3
S2K3	4,1	7,98	4,2	4,8	36,5	0,3
S2K4	4,1	7,98	4,2	4	37,3	0,3
S2K5	4,1	7,98	4,2	3,15	38,15	0,3
S3K1	8	4,05	4,2	6,3	35	0,3
S3K2	8	4,05	4,2	5,6	35,7	0,3
S3K3	8	4,05	4,2	4,8	36,5	0,3
S3K4	8	4,05	4,2	4	37,3	0,3
S3K5	8	4,05	4,2	3,15	38,15	0,3
S4K1	12,1	0	4,2	6,3	35	0,3
S4K2	12,1	0	4,2	5,6	35,7	0,3
S4K3	12,1	0	4,2	4,8	36,5	0,3
S4K4	12,1	0	4,2	4	37,3	0,3
S4K5	12,1	0	4,2	3,15	38,15	0,3

Um eine Verknüpfung der Kanalnummern mit entsprechenden Energie- bzw. Wasserreichweitewerten herstellen zu können, wird auf die Simulationsdaten aus Tabelle 3.2 in Kapitel 3.2.2 zurückgegriffen. Es muss die Energie der Protonen berechnet werden, die sie bei dem Eintritt in den Absorber haben, wenn sie in einem bestimmten Kanal des MLFC stoppen. Diese Rechnungen wur-

Tab. 3.9: Angaben der mit *lookup* berechneten Energien und Reichweiten in Wasser für alle Absorberpositionen in Kanal 1 und Kanal 47 des MLFC sowie die Differenz dieser Kanäle. Die Positionsnummer gibt zuerst die Stufennummer der Treppe (S1-S4) und danach Stelle die Keilposition (K1-K5) an.

Position	Energie [MeV]			Reichweite in Wasser [mm]		
	Kanal 1	Kanal 47	Differenz	Kanal 1	Kanal 47	Differenz
S1K1	67,916	71,912	3,996	38,65	42,83	4,18
S1K2	66,475	70,532	4,057	37,19	41,37	4,18
S1K3	64,798	68,930	4,132	35,52	39,70	4,18
S1K4	63,087	67,300	4,213	33,85	38,03	4,18
S1K5	61,229	65,534	4,305	32,08	36,25	4,17
S2K1	59,100	63,510	4,410	30,10	34,27	4,17
S2K2	57,492	61,997	4,505	28,64	32,81	4,17
S2K3	55,612	60,225	4,613	26,98	31,14	4,16
S2K4	53,681	58,413	4,732	25,31	29,47	4,16
S2K5	51,568	56,439	4,871	23,55	27,70	4,15
S3K1	49,621	54,627	5,006	21,97	26,12	4,15
S3K2	47,772	52,916	5,144	20,51	24,67	4,16
S3K3	45,589	50,906	5,317	18,85	23,00	4,15
S3K4	43,322	48,833	5,511	17,19	21,34	4,15
S3K5	40,805	46,552	5,747	15,43	19,58	4,15
S4K1	38,001	44,038	6,037	13,57	17,71	4,14
S4K2	35,702	42,002	6,300	12,12	16,26	4,14
S4K3	32,923	39,575	6,652	10,47	14,60	4,13
S4K4	29,946	37,026	7,080	8,83	12,95	4,12
S4K5	26,503	34,158	7,655	7,08	11,19	4,11

den mit *lookup* [21] durchgeführt. Dieses Programm ermöglicht es, die Austrittsenergie eines Protonenstrahls gegebener Anfangsenergie aus einem Stapel verschiedener Materialien mit unterschiedlichen Dicken zu berechnen. Das Programm berechnet die Abschwächung der Protonenenergie anhand der von der ICRU tabellierten Werte für das Bremsvermögen verschiedener Materialien [11] und interpoliert diese Werte entsprechend. Für jede der 20 Positionen, die der Absorber haben kann, wurde die entsprechende Abfolge an Aluminium-

und Luftschichten bis zur ersten Folie des MLFC direkt hinter dem Aluminiumfenster (siehe Kapitel 3.4) bestimmt und in *lookup* eingegeben. Die Werte sind in der Tabelle 3.8 aufgelistet. Dann wurden die Anfangsenergien der Protonen solange variiert, bis die Austrittsenergien bei jeder Absorberposition mit den simulierten Energien der Kanäle des MLFC übereinstimmten. Diese Energien wurden dann ebenfalls mit *lookup* in entsprechende Wasserreichweiten umgerechnet. Für jede der 20 Absorberposition wurde ein Datensatz mit 47 Energien und 47 Wasserreichweiten erzeugt.

Tabelle 3.9 zeigt auszugsweise die Ergebnisse der Rechnungen mit *lookup*. In der Tabelle sind die berechneten Energie- und Wasserwerte für den ersten (1) und letzten (47) Kanal angegeben sowie die Differenz aus den beiden Kanalwerten.

Um zu testen, ob die Anstiegswinkel der Doppelkeile gleichmäßig und nicht beispielsweise gekrümmt sind, wurden die wasseräquivalenten Dicken der fünf Keilpositionen bei der maximalen Therapieenergie von etwa 62 MeV gemessen. Sind die Anstiege der Keile optimal, müssen die Wasserreichweiten auf einer Geraden liegen, was, wie Abbildung 3.28 zeigt, der Fall ist.

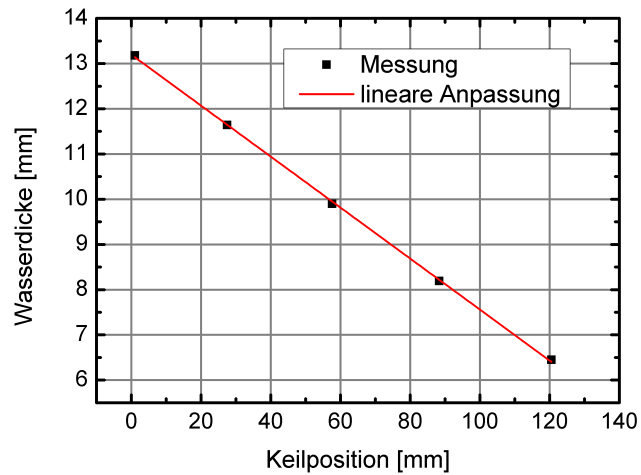


Abb. 3.28: Gemessene Wasserdicken des Doppelkeils des Absorbersystems in den Positionen S0K1 bis S0K5 für eine Protonenenergie von etwa 61 MeV

3.6 Datenverarbeitung

Die Datenverarbeitung, Steuerung und ersten Auswertungen der Messungen werden mit LabVIEW 2011 [50] realisiert. Dafür wurde eigens ein entsprechendes Programm entwickelt, das eine automatische Durchführung und Auswertung der Messung mit dem MLFC ermöglicht.

Das in LabVIEW 2011 entwickelte Programm MLFC2.vi steuert den Vorabsorber und die *Rabbitbox* und führt eine Messprozedur aus, die erste Auswertungen und die Datenspeicherung beinhaltet.

3.6.1 Steuerung des Vorabsorbers und Bestimmung der richtigen Absorbereinstellung

Die Steuermodule des Vorabsorbers werden von dem Programm MLFC2.vi über die vom Hersteller bereitgestellten Unterprogramme angesprochen. Beim Start des Programms MLFC2.vi werden zunächst die Steuereinheiten initialisiert und nach erfolgreicher Verbindung des Systems wird im Programm die Referenzfahrt der beiden Lineartische gestartet. Nach erfolgreicher Referenzfahrt startet der Messteil des Programms.

Die Steuerung der beiden Absorber funktioniert in fest einprogrammierten Schritten. Dabei hat die Treppe vier anfahrbare Positionen (Stufenpositionen) und der Doppelkeilabsorber (Keil) fünf anfahrbare Positionen. Diese Positionen werden an die Steuereinheit des jeweiligen Lineartisches übermittelt. Tabelle 3.7 in Kapitel 3.5 zeigt die Positionsnummern und dazugehörigen Tischstellungen. Im Programm MLFC2.vi kann jede dieser Positionen angefahren werden. Eine Kontrollleuchte zeigt das Erreichen der entsprechenden Position an.

Zusätzlich zum einfachen Einstellen der Position des Vorabsorbers kann im Programm MLFC2.vi ein Modus zum automatischen Finden der richtigen Absorberstellung gestartet werden. Das heißt, die Position, in der sich der Reichweitenpeak im Folienstack des MLFC befindet, vorausgesetzt die Energie des Protonenstrahls liegt im Energiebereich von 30 MeV bis 70 MeV. Während dieser Modus aktiviert ist, bleiben alle Anzeigeelemente des MLFC2.vi Programms unverändert, bis auf die Anzeige der Absorberpositionen. Sobald die richtige Position gefunden bzw. die Suchroutine durchlaufen wurde, läuft das

penposition zu dick eingestellt und die Routine fährt zur nächst dünneren Treppenposition (S2). Anschließend beginnt die gleiche Prozedur von vorn.

Ist hingegen das Summensignal größer als L_{MLFC} , wird es genauer untersucht. Dafür wird das Summensignal der ersten 12 Kanäle (A-Signal) mit dem Summensignal der restlichen Kanäle (13-48, B-Signal) verglichen. Ist das B-Signal größer als das A-Signal, also liegt der Reichweitenpeak wie gewollt komplett im Folienstack, ist die richtige Treppenposition gefunden. Ist das A-Signal hingegen größer als das B-Signal, liegt der Reichweitenpeak also zu weit in den vorderen Kanälen und damit nicht komplett im Folienstack, wird die nächst dünnere Stufe angefahren und die Prozedur beginnt erneut. Sollte bis zur dünnsten Stufe (S4) das Dumpsignal nicht größer als L_{Dump} sein, wird ausgegeben, dass eventuell kein Strahl auf den MLFC trifft und die Suchroutine ist beendet.

Nach Einstellung der korrekten Treppenposition wird der Keil von der dünnsten Position (K5) schrittweise zur dicksten Position (K1) verfahren. Die Prozedur (siehe Abbildung 3.30) beginnt bei der Position SxK5, je nachdem welche Treppenposition Sx (x bezeichnet die konkrete Stufennummer) vorher gefunden wurde. Danach wird erneut das Dumpsignal mit L_{Dump} verglichen. Ist dieses Dumpsignal kleiner als L_{Dump} wird das Summensignal mit L_{MLFC} verglichen. Ist dieses Signal kleiner als L_{MLFC} wird ausgegeben, dass vermutlich kein Strahl auf den MLFC trifft. Ist das Summensignal größer als L_{MLFC} ist die korrekte Position gefunden.

Ist das Dumpsignal hingegen größer als L_{Dump} , wird der Keil auf die Position K4 gefahren und anschließend erneut das Dumpsignal mit L_{Dump} verglichen. Ist es kleiner als L_{Dump} , wird das Summensignal mit L_{MLFC} verglichen und ist auch das kleiner als L_{MLFC} , ist der Beam eventuell nicht mehr vorhanden und es wird eine Fehlermeldung ausgegeben. Ist das Summensignal hingegen größer als L_{MLFC} , wird die oben genannte genauere Untersuchung (Vergleich von A- und B-Signal) vorgenommen. Liegt der Peak wie gewollt komplett im Folienstack (das B-Signal ist größer als das A-Signal) ist die korrekte Position gefunden. Liegt der Peak zu weit vorne (das A-Signal ist größer als das B-Signal), wird der Keil auf die nächst dünnere Position gefahren, wodurch der Peak etwas nach hinten verschoben wird und somit die korrekte Position gefunden ist.

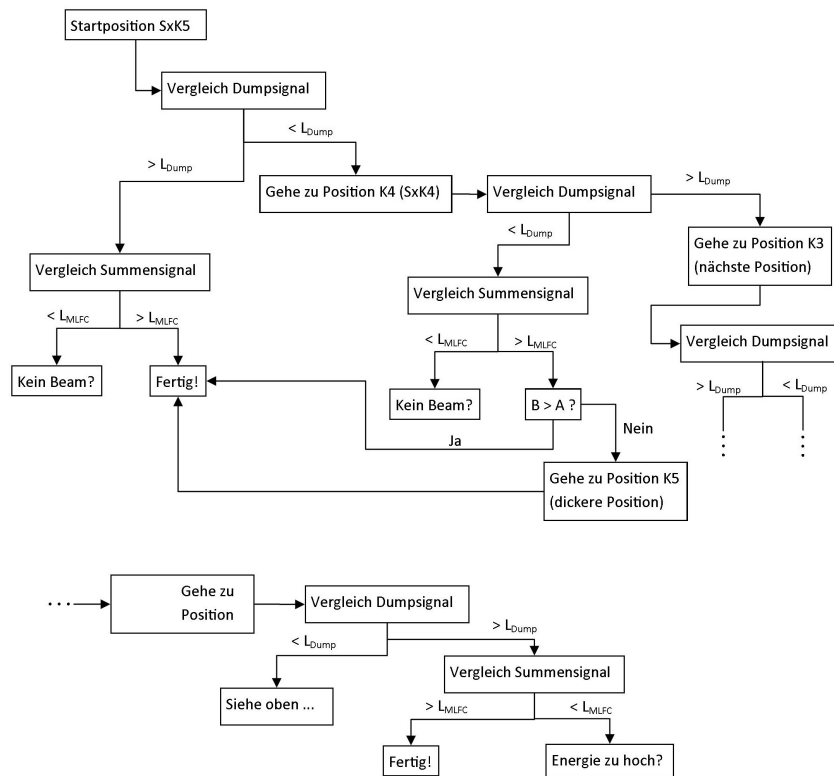
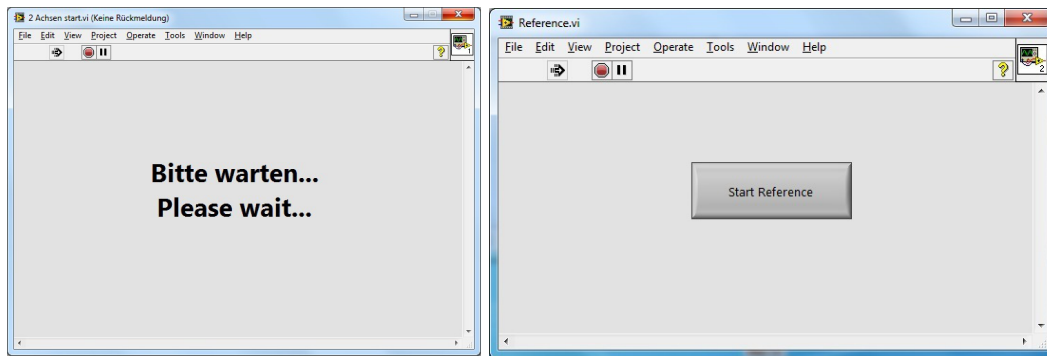


Abb. 3.30: Das Schema, nach dem die Suchroutine zur Ermittlung der korrekten Keilposition vorgeht, ist hier dargestellt. Die genaue Erklärung erfolgt im Text.

Ist das Dumpsignal hingegen größer als L_{Dump} , wird die nächst dickere Keilposition (K3) angefahren und die Prozedur beginnt erneut. Sollte selbst auf der dicksten Keilposition (K1) sowohl das Dumpsignal, als auch das Summsignal größer als L_{Dump} bzw. L_{MLFC} sein, wird eine Fehlermeldung ausgegeben mit dem Hinweis, dass die Energie des Strahls eventuell zu hoch ist.

3.6.2 Messung, Speicherung und Auswertung

Nach dem Start des Programms MLFC2.vi öffnet sich zunächst ein Fenster mit der Bitte zu warten, siehe Abbildung 3.31 (a), während sich das Programm initialisiert und die Verbindung zu den Steuereinheiten der Verfahrtsche herstellt. Zur Initialisierung der Verfahrtsche ist eine Referenzfahrt zur Null-Position der Verfahrtsche notwendig. Daher öffnet sich nach dem ersten das zweite Fenster zum Starten der Referenzfahrt, siehe Abbildung 3.31. Nach erfolgter Referenzfahrt öffnet sich die Bedienoberfläche des Programms MLFC2.vi, die in Abbildung 3.32 (b) dargestellt ist.



(a) Anzeige nach dem Start des Programms (b) Anzeige zum Starten der Referenzfahrt

Abb. 3.31: Die Anzeigen, die nach dem Start des Programms MLFC2.vi angezeigt werden, sind dargestellt. Zunächst erscheint Anzeige (a) gefolgt von Anzeige (b).

Nach erfolgreicher Initialisierung des Programms MLFC2.vi und der automatischen Erstellung der Unterverzeichnisse zum Ablegen der Messdaten (siehe „Folder_Path“ in Abbildung 3.32) startet der Messvorgang in einer Dauerschleife. Dabei wird die *Rabbitbox* in allen 48 Kanälen über ein Unterprogramm alle 450 ms ausgelesen. Die Messwerte (Rohdaten) der *Rabbitbox* werden inklusive eines Zeitstempels permanent in die dafür erstellte Datei geschrieben. Die aktuellen Messwerte werden jeweils in dem Diagramm „processed_data“ (Abbildung 3.33) in der Bedienoberfläche dargestellt. Rechts daneben werden die konkreten Zahlenwerte (Abbildung 3.34) für die einzelnen Kanäle (Nummer 0 bis 47) angezeigt.

Da in jedem Kanal Untergrundströme auftreten, siehe Kapitel 3.4.2, müssen diese Werte von den Messwerten subtrahiert werden. Dafür werden im Programm per Tastendruck („BGR_now“ in Abbildung 3.35) die letzten n Einträge, wobei n unter „No_for_BGR“ frei einstellbar ist, in der Rohdaten-Datei ausgelesen und gemittelt. Die 48 einzelnen Untergrundwerte (47 für MLFC-Kanäle und 1 für den Beamdump) werden automatisch von weiteren Messwerten abgezogen und in der numerischen Anzeige (Abbildung 3.34) der einzelnen Kanalwerte unter „BGR“ angezeigt.

Das Programm zeigt permanent die aktuellen Messwerte aller Kanäle in grafischer (Abbildung 3.33) und numerischer Form (Abbildung 3.34) an, wobei mit dem Knopf „BGR?“ (Abbildung 3.35) jeweils zwischen den Rohdaten oder

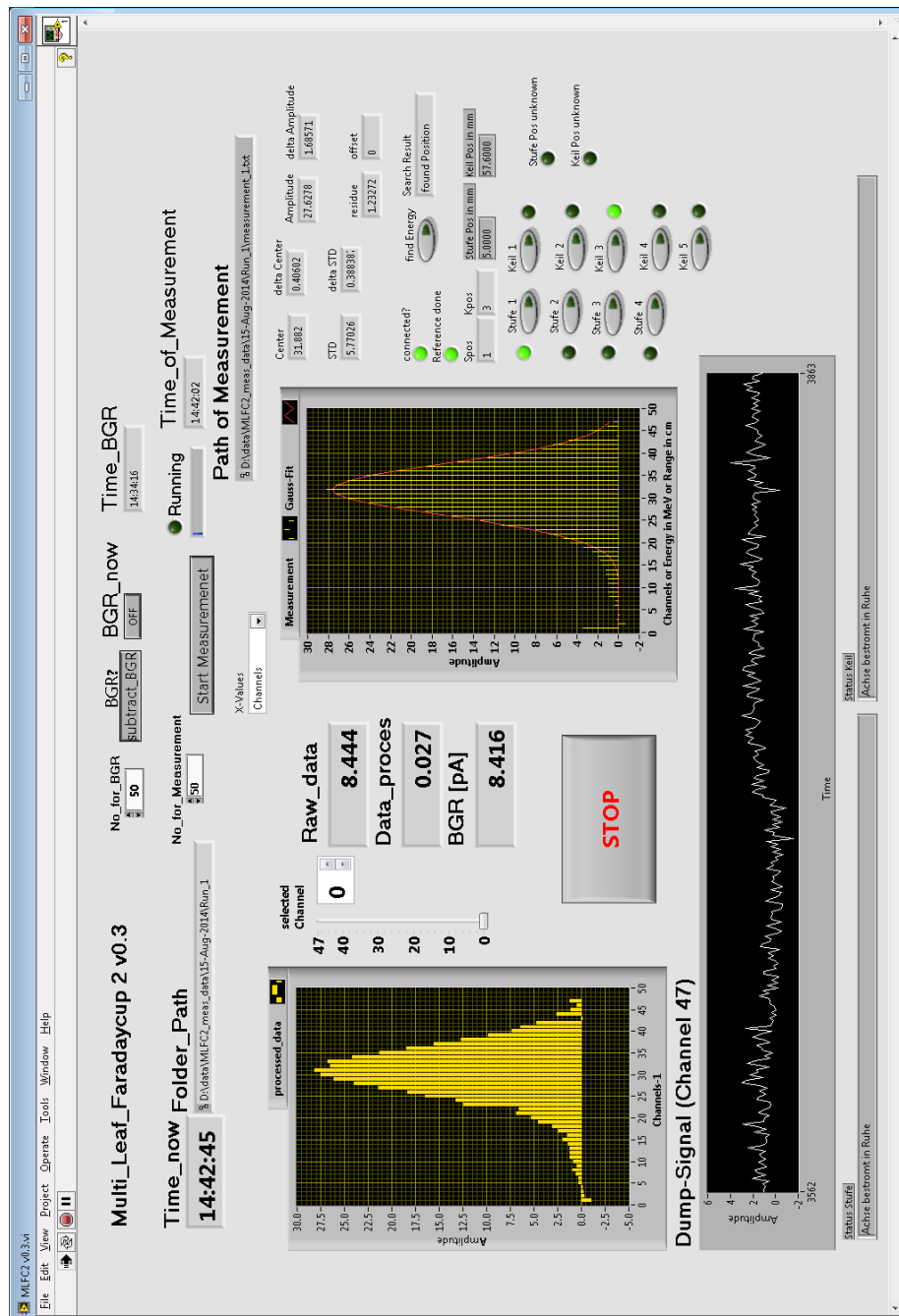


Abb. 3.32: Bedienoberfläche des Programms MLFC2.vi, wobei „BGR“ für Untergrund bzw Background, „No_for_BGR/Measurement“ für die Anzahl von Werten zur Ermittlung des Untergrundes bzw. der Messwerte steht, „Raw_data“ für die Rohdaten, die noch nicht untergrundbereinigt sind und „Data_proces“ für die untergrundbereinigten Daten. „Keil“ bezieht sich stets auf Positionsdaten des Doppelkeils und „Stufe“ auf Positionsdaten der Treppe.

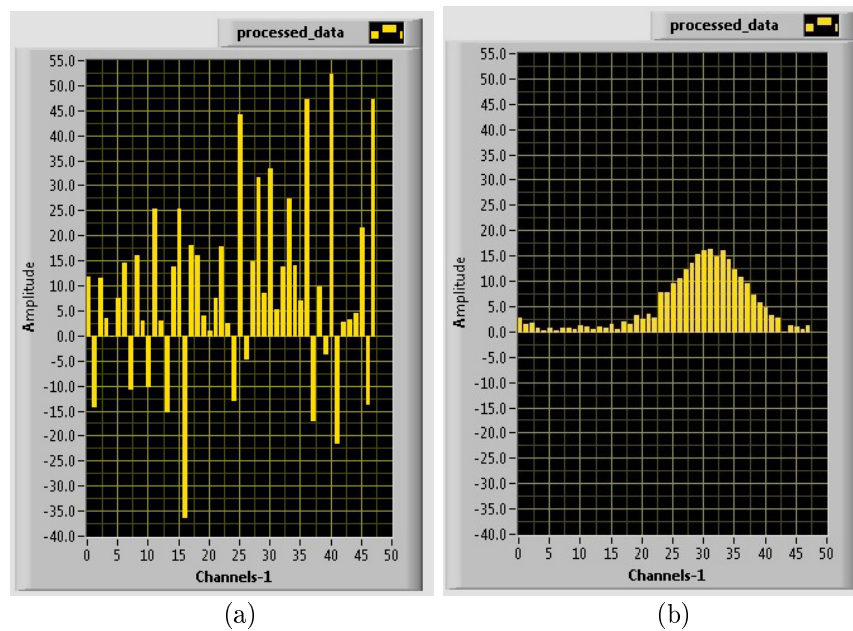


Abb. 3.33: Grafische Anzeige der aktuellen Messwerte von der Bedienoberfläche des Programms MLFC2.vi wobei in Abbildung (a) die Rohdaten mit Strahl und in (b) die untergrundbereinigten Werte angezeigt werden.

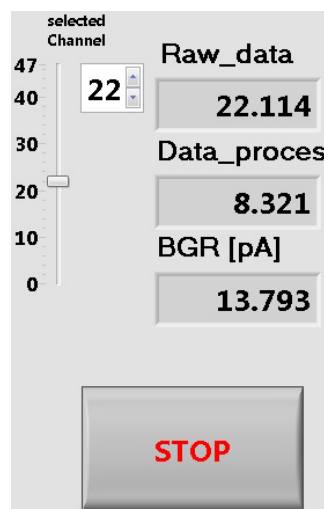


Abb. 3.34: Ausschnitt der Bedienoberfläche, der die numerische Anzeige der aktuellen Mess- und Untergrundwerte für jeden Kanal darstellt. Mit dem Schieberegler „selected channel“ kann einer der 48 Kanäle (Nummer 0 bis 47) ausgewählt werden. Die Werte für Rohdaten („raw_data“), Untergrund („BGR“) und bereinigter Messwert („Data_proces“) werden für den gewählten Kanal angezeigt.

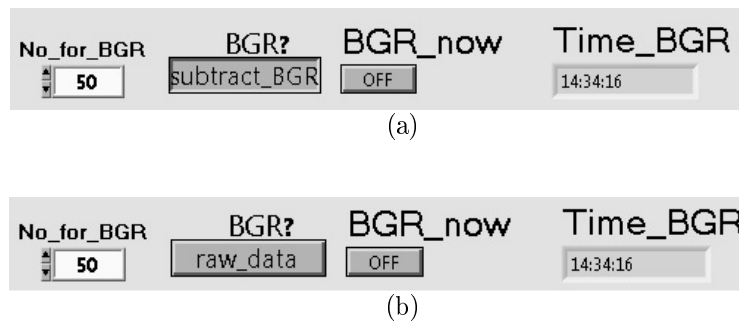


Abb. 3.35: Dargestellt ist die Steuerung für den Untergrundabzug mit der Einstellung der Anzahl der Werte, die zur Untergrundermittlung verwendet werden sollen („No_for_BGR“), der Auswahl taste ob die ermittelten Untergrundwerte abgezogen werden sollen („BGR?“), der Taste zum Ermitteln des Untergrunds („BGR_now“) und der Anzeige des Zeitpunktes der letzten Untergrundberechnung („Time_BGR“). In (a) wird der Untergrund abgezogen, in (b) nicht.

den bereits von Untergrundwerten bereinigten Werten gewechselt werden kann (siehe Abbildung 3.33 (a) und (b)).

Ohne Aufnahme der Untergrundwerte kann die Messprozedur oder die Suchroutine nicht gestartet werden. Bei der Bestimmung der Untergrundwerte ist darauf zu achten, dass in der betreffenden Zeit, also während der letzten n Messwerte („No_for_BGR“ in Abbildung 3.35), kein Strahl auf den MLFC traf.

Die Prozedur zum Finden der richtigen Absorbersystemeinstellung kann über den Knopf „find Energy“ (Abbildung 3.36) gestartet werden. Während dieser Prozedur ändert sich nichts an der Bedienoberfläche außer den Anzeigen für die Position von Treppe und Keil („Spos“, „Kpos“), die in Abbildung 3.37 dargestellt sind. Nach Abschluss der Prozedur wird das Ergebnis in „Search Result“ angezeigt.

Wird die eigentliche Messprozedur über den Knopf „Start Measurement“ (Abbildung 3.38) gestartet, nimmt das Programm n Messwerte (wobei n in „No_for_Measurement“ frei einstellbar ist) für jeden Kanal auf und mittelt diese. Der Fortschritt der Messungen wird über einen mit der Zeit anwachsenden Balken (Abbildung 3.38) angezeigt. Nach der Messung ergibt sich für jeden Kanal ein Messwert (Mittelwert) und dessen Unsicherheit (einfache Standardabweichung des Mittelwertes). Nun wird eine *Gauß*-Funktion angepasst



Abb. 3.36: Bei Betätigung der abgebildeten Taste „find Energy“ wird die Prozedur zur Ermittlung der korrekten Einstellung des Absorbersystems gestartet. Nach der Beendigung dieser Prozedur wird das Ergebnis „kein Strahl?“ („no beam?“ in (a)) bzw. „Position gefunden“ („found position“ in (b)) in der abgebildeten Anzeige „Search Result“ angegeben.

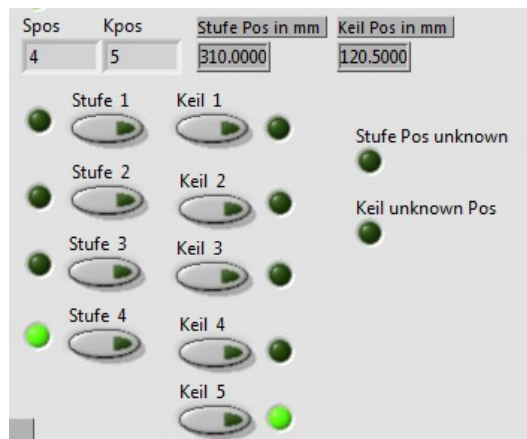


Abb. 3.37: Dargestellt sind die Bedien- und Anzeigeelemente zur manuellen Steuerung des Absorbersystems. Jede Position kann durch das Betätigen der entsprechenden Taste („Stufe 1“ usw.) angefahren werden. Wird die Position erreicht, leuchtet die neben der Taste befindliche Kontrollleuchte. Die aktuelle Nummer der Positionen wird für die Treppe in „Spos“ und den Doppelkeil in „Kpos“ angezeigt. Daneben wird die aktuelle Position der entsprechenden Lineartische in mm permanent angezeigt.

und die Messwerte sowie der Fit werden grafisch im rechten Diagramm der Bedienoberfläche (siehe Abb. 3.39) dargestellt. Die ermittelten Fit-Parameter Schwerpunkt („Center“), Standardabweichung (σ -Breite, „STD“), Amplitude und Offset werden an entsprechender Stelle (Abbildung 3.40) auf der Bedienoberfläche angezeigt. Es wird automatisch für jede Messprozedur eine entsprechend nummerierte Text-Datei angelegt, in der die Fit-Parameter, inklusive der von LabVIEW 2011 angegebenen Unsicherheiten, sowie die Messdaten (Mittel-



(a)



(b)

Abb. 3.38: Dargestellt ist das Bedienelement zum Einstellen der Anzahl der zur Mittelung in einer Messung verwendeten Werte („No_for_Measurement“), die Taste zum Starten einer Messung, der Fortschrittsbalken, die Kontrollleuchte, die anzeigt, ob eine Messung läuft („Running“) und die Zeitanzeige der zuletzt durchgeführten Messung („Time_of_Measurement“) vor dem Start in (a) und während einer Messung in (b).

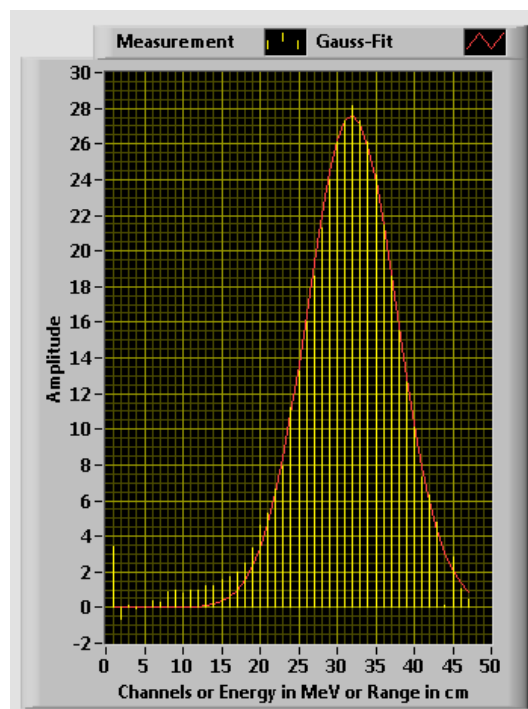


Abb. 3.39: Ausschnitt aus der Bedienoberfläche der die Anzeige der in der letzten Messung ermittelten Werte (gelbe Balken) und die grafische Darstellung der *Gauß*-Anpassung (rote Kurve) zeigt.

werte, Unsicherheiten, Fit-Werte), die Kanalnummern und die dazugehörigen und für den Fit verwendeten Energie- oder Wasserreichweitenwerte gespeichert

werden. Der Pfad dieser Datei wird in „Path of Measurement“ in der Bedienoberfläche angezeigt.

Center	delta Center	Amplitude	delta Amplitude
31.839	0.34724	27.7655	1.45683
STD	delta STD	residue	offset
5.7533	0.33582	0.92354	0

Abb. 3.40: Anzeige der vom Programm nach einer Messung berechneten Anpassungswerte wie Schwerpunkt („Center“), Standardabweichung („STD“), Amplitude, Residuum („residue“) und des Offsets. Ein vorgestelltes „delta“ steht für den entsprechenden Standardfehler. Die Einheiten müssen vor der Messung gewählt werden.

Die Werte für Energie und Wasserreichweite, die sich je nach Stellung des Absorbersystems unterscheiden, sind in separaten Dateien hinterlegt. Sie werden anhand der Position des Absorbersystems vom MLFC2-Programm bei jeder Messprozedur verwendet. Vom Nutzer muss vor jeder Messprozedur an der Schaltfläche „X-Values“ (Abbildung 3.41) ausgewählt werden, ob der *Gauß*-Fit am Ende der Messprozedur in Einheiten von Energie, Wassertiefe oder Kanalnummern erfolgen soll.

X-Values

Channels

- ✓ Channels
- Energy
- Water Range
- Only Foils

Abb. 3.41: Auswahltafel zur Festlegung der x-Werte („X-Values“) vor jeder Messung. Zur Auswahl stehen Kanalnummern („Channels“), Energie in MeV („Energy“) und Wasserreichweite in cm („Water Range“). „Only Foils“ entspricht den Energiewerten in MeV unmittelbar vor der ersten Folie, also ohne Vorabsorber oder ähnlichem.

Die einzelnen Positionen des Absorbersystems können auch separat durch die entsprechenden Knöpfe („Stufe 1“, „Keil 1“, usw. in Abbildung 3.37) an-

gefahren werden. Eine Kontrollleuchte zeigt das Erreichen der Position an. Parallel werden sowohl die aktuelle Position von Treppe und Keil auf dem Lineartisch in mm als auch die Positionsnummern („Spos“, „Kpos“) angezeigt.

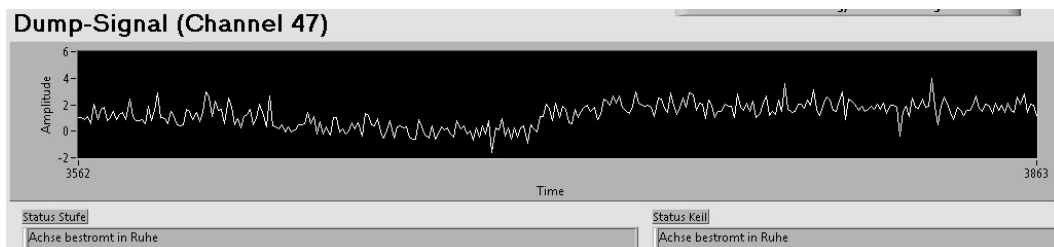


Abb. 3.42: Verlaufsanzeige des Beamdump-Signals („Dump-Signal“) und die Statusmeldung der Steuereinheiten der Lineartische („Status Stufe“, „Status Keil“)

In der Verlaufsanzeige „Dump-Signal“ (Abbildung 3.42) wird der Verlauf des Beamdumpsignals, also des Signals im letzten Kanal der *Rabbitbox* (Nummer 47) permanent angezeigt. Die Statusanzeige für Treppe (Stufe) und Keil zeigt den jeweiligen Zustand der Lineartische an, wie er von der Steuereinheit übermittelt wird.

Die „Stop“-Taste (Abbildung 3.34) beendet das Programm und trennt die Verbindung zu den Steuereinheiten der Lineartische.

Kapitel 4

Ergebnisse und Anwendungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen mit dem MLFC vorgestellt. Im Wesentlichen wurde die Genauigkeit des MLFC untersucht und die Messergebnisse mit denen anderer Messmethoden verglichen. In weiteren Abschnitten des Kapitels werden mögliche Anwendungen des MLFC in der Augentumorthherapie und darüber hinaus untersucht und vorgestellt. Im letzten Abschnitt werden Empfehlungen für zukünftige MLFC-Aufbauten gegeben und Potentiale zur weiteren Optimierung aufgezeigt.

4.1 Ergebnisse zur Genauigkeit

Es wurden zwei MLFC-Aufbauten nacheinander erstellt. Der erste hatte 42 aktive Kanäle. Die Erfahrungen von Aufbau und ersten Messungen führten zum finalen MLFC-Aufbau mit 47 Kanälen. Dafür wurde der Aufbau mit 42 Kanälen demontiert und die Folien für den Aufbau mit 47 Kanälen wiederverwendet.

Abbildung 4.1 zeigt eine typische Mess- und Anpassungskurve des finalen MLFC. Diese Kurve wurde im Experimentierraum TW (siehe Abbildung 2.11 in Kapitel 2.3.1) in 36 cm Abstand vom Strahlrohrfenster aufgenommen. Die Routine zum Finden der Absorbersystemeinstellung hat die gezeigte Einstellung S1K3 als bestmögliche ermittelt. Der Strahl hat bei dieser Messung eine Energie von 67,6 MeV.

Jeder angegebene Messpunkt ist der Mittelwert aus 50 Messwerten. Die Fehlerbalken repräsentieren die einfache Standardabweichung dieses Mittel-

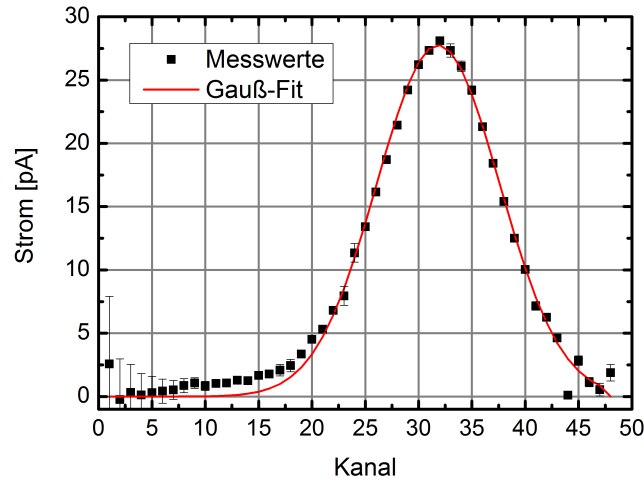


Abb. 4.1: Typische Messkurve des MLFC-Aufbaus mit 47 aktiven Kanälen. Die Messwerte wurden im Experimentierraum TW mit der Absorbersystemstellung S1K3 (16,86 mm Aluminium) aufgenommen. Der Strahl hat an dieser Stelle eine Energie von 67,6 MeV und eine Intensität von etwa 500 pA. Die Absorbersystemstellung S1K3 wurde von der Suchroutine des Programms MLFC2.vi ermittelt.

wertes. Die beste Kurvenanpassung wird durch eine *Gauß*-Funktion erreicht, die bereits im Programm MLFC2.vi erfolgte. Der Kurvenverlauf zeigt sich wie erwartet (vgl. mit Kapitel 3.2.2). Auf der niederenergetischen Seite, also bei kleineren Kanalnummern, liegt das Signal deutlich über null. Die Amplitude der *Gauß*-Glocke beträgt ca. 28 pA, etwa 5 % des Gesamtstromes des Protonenstrahls. Daraus ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den ca. 4 % aus den simulierten Daten (siehe Kapitel 3.2.2). Der letzte Wert (Kanal 48) gibt den Stromwert des Beamdumps wieder. Dieser setzt sich aus der Summe aller Ladungen zusammen, die den Folienstapel verlassen, bzw. nicht in ihm gestoppt werden und liegt daher über null. Kanal 44 ist vermutlich nicht richtig kontaktiert. Die Kanäle 1 bis 6 zeigen ein relativ großes Rauschen, wobei diese von Kanal 1 zu Kanal 6 hin abnimmt. Der Grund ist vermutlich die schlechtere Schirmung durch das 0,3 mm dünne Eintrittsfenster aus Aluminium im Vergleich zur restlichen Schirmung. Die erste Kupferfolie hat nur dieses Fenster als Abschirmung vor äußeren elektrischen Störungen, wie den HF-Feldern, die vom Zyklotron über das Strahlrohr bis zum MLFC übertragen werden können. Da jede weitere Kupferfolie die dahinter liegenden zusätzlich abschirmt, nimmt das Rauschen mit steigender Kanalanzahl ab.

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.2 die Messkurven bei gleichem Strahl aber unterschiedlichen Absorbersystemeinstellungen dargestellt. Es wird die Einstellung gezeigt, die die Suchroutine des Programms MLFC2.vi ermittelt hat (S1K3), sowie die nächst dünnere (S1K4) und die nächst dickere Einstellung (S1K2). Bei der Einstellung S1K4 liegt der Peak fast komplett im Beam-dump (Kanal 48 in Abbildung 4.2), dessen Wert von 250 pA aus Gründen der Darstellung außerhalb der Abbildung liegt.

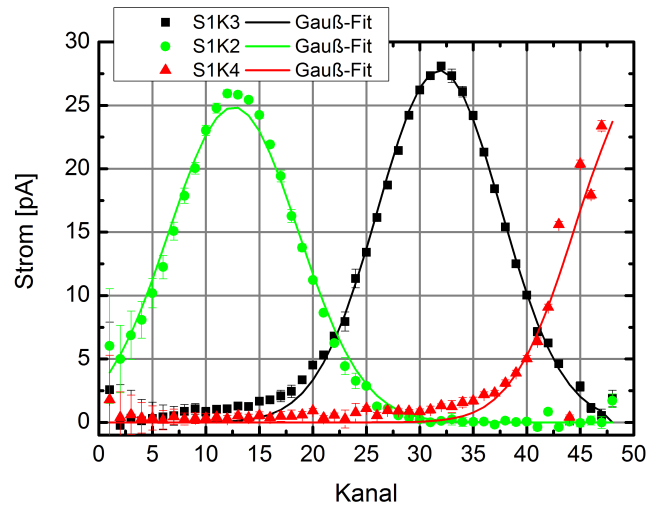


Abb. 4.2: Vergleich der Messkurven bei einer Strahlenergie von 67,6 MeV in drei Absorbersystemstellungen. S1K3 (16,86 mm Aluminium) wurde von der Routine im Programm MLFC2.vi ermittelt, S1K2 (17,66 mm Aluminium) ist die nächst dickere Position und S1K4 (16,06 mm Aluminium) die nächst dünnere. Bei S1K4 liegt der Wert für Kanal 48 (Beamdump) mit 250 pA außerhalb der Darstellung.

Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich zwischen der Messung aus Abbildung 4.1 mit einer Messung geringerer Strahlenergie. Dafür wurde eine 1 mm dicke Aluminiumplatte in den Strahlengang gebracht, was die Energie um 2 MeV von 67,6 MeV auf 65,6 MeV reduzierte. In Abbildung 4.3 ist das Messergebnis beider Energien für die Absorbersystemstellungen S1K3 (a) und S1K4 (b) dargestellt. Erstere ist die Einstellung, die für die Messung des 67,6 MeV Strahls von der Routine des Programms MLFC2.vi gefunden wurde. Die Einstellung S1K4 wurde von der Routine für den 65,6 MeV Strahl gefunden.

Zur besseren Einordnung des vorgestellten MLFC ist in Abbildung 4.4 ein veröffentlichtes Bild [59] von MLFC-Messungen des Proton Medical Research Center (PMRC) der Universität Tsukuba in Japan dargestellt. Es zeigt die Er-

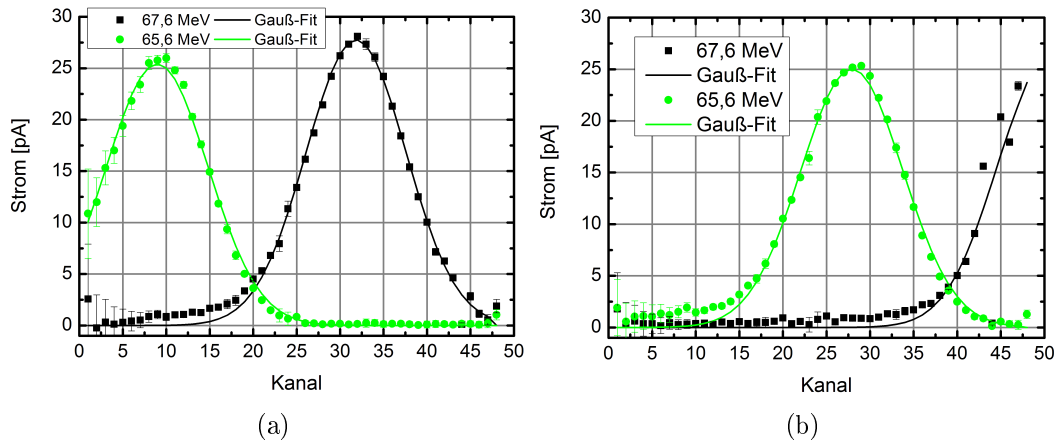


Abb. 4.3: Vergleich der zweier Messkurven bei einer Strahlenergie von 67,6 MeV bzw. 65,6 MeV in Absorbersystemstellungen S1K3 (a) und S1K4 (b). S1K3 (16,86 mm Aluminium) wurde von der Routine im Programm MLFC2.vi ermittelt für den Strahl der Energie 67,6 MeV ermittelt, S1K4 (16,06 mm Aluminium) wurde für den 65,6 MeV Strahl ermittelt. In (b) liegt der Wert des 67,6 MeV Strahls für Kanal 48 (Beamdump) mit 250 pA außerhalb der Darstellung.

gebnisse der MLFC-Messungen für unterschiedliche Strahlenergien von 70 MeV bis 250 MeV. Analog zu den Abbildungen 4.1 bis 4.3 ist die Signalintensität über der Kanalnummer aufgetragen. Jeder Peak entspricht dem Reichweitenprofil des Protonenstrahls bei der jeweils angegebenen Energie. Der 70 MeV-Peak ist in etwa mit dem Peak, der in den Abbildungen 4.1 bis 4.3 dargestellt ist, vergleichbar. Ein Kanal des MLFC des PMRC hat eine wasseräquivalente Dicke von 0,94 mm [59]. Damit decken etwa 4 Kanäle des PMRC-MLFC den gleichen Wassertiefenbereich wie der MLFC für die Augentumorthherapie mit 47 Kanälen ab. Durch die höhere Anzahl an Kanälen (480 statt 47) und die dickeren Folien (wasseräquivalente Dicke von etwa 1 mm statt 0,1 mm) in den Kanälen des PMRC-MLFC ist kein Vorabsorber zum Abdecken des Energiebereichs von 0 MeV bis 250 MeV notwendig. Aufgrund der dickeren Folien im PMRC-MLFC liegt auch die Auflösung bei lediglich etwa 0,5 mm Wassertiefe.

In Abbildung 4.5 ist eine ähnliche Darstellung des National Cancer Center (NCC) in Korea gezeigt. Dieser MLFC besteht aus 30 Aluminiumplatten einer Dicke von 0,5 mm, was einem Wasseräquivalent von 1,45 mm entspricht [43]. In Abbildung 4.5 sind die Messkurven von vier Messungen dargestellt. Ein Peak ist vergleichbar mit den Ergebnissen in Abbildung 4.1. Beide Beispiele

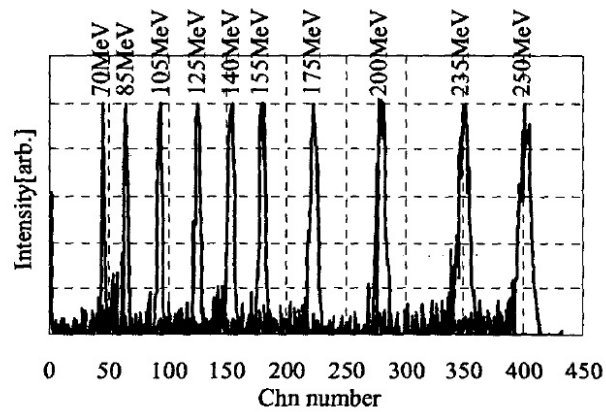


Abb. 4.4: Ergebnis der Energiebestimmung mit einem MLFC bestehend aus 480 Kupferplatten mit jeweils einer wasseräquivalenten Dicke von 0,94 mm am Proton Medical Research Center in Tsukuba, Japan [59].

zeigen je einen MLFC für den Energiebereich tiefliegender Tumore, wobei die Variante des NCC noch einen entsprechenden Vorabsorber zur Messung höherer Energien benötigt. Damit verdeutlicht sich der Unterschied hinsichtlich der Messpunktdichte und Genauigkeit zum MLFC für die Augentumorthherapie. Die MLFC für die Energiebereiche tiefliegender Tumore decken zwar einen größeren Energiebereich ab, aber die Messpunktdichte und Auflösung ist im Vergleich zum MLFC für die Augentumorthherapie wesentlich geringer.

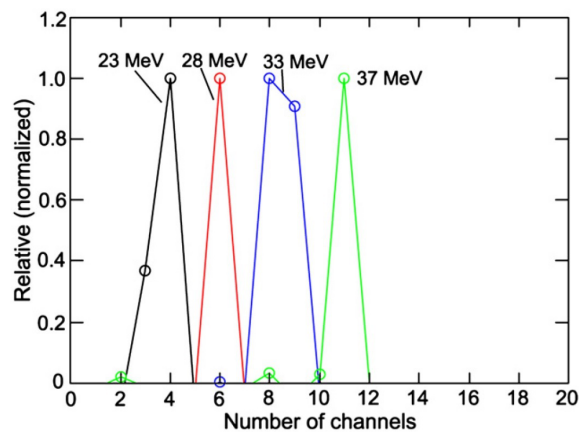


Abb. 4.5: Ergebnis der Energiebestimmung am National Cancer Center in Korea mit einem MLFC bestehend aus 30 Aluminiumplatten einer Dicke von je 0,5 mm und einer Energieauflösung von ca. 2,5 MeV bzw. ca. 0,8 mm Wassertiefe [60], [43].

4.1.1 Relative Auflösung und Einfluss der Variation der Strahllage

Relative Auflösung

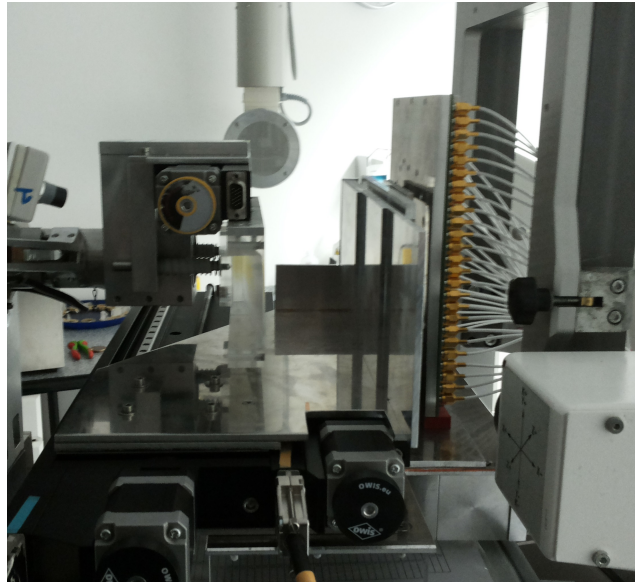


Abb. 4.6: Aufbau zur Messung der relativen Genauigkeit mit dem Doppelkeil aus Kapitel 3.5. Der MLFC auf der rechten Bildseite wurde an der Halterung für die Patientenmasken am Patientenstuhl befestigt. Auf der linken Bildseite ist das Strahlrohrende mit dem montiertem Doppelkeil aus Plexiglas zu sehen.

Zur Untersuchung der relativen Auflösung des finalen MLFC-Aufbaus, der in Abbildung 4.6 gezeigt ist, wurde der Plexiglaskeil aus Kapitel 3.5.1 verwendet. Mit diesem Keil wird eine variable Plexiglasschicht in den Strahlengang gebracht. Der Keil kann in Schritten von $10\mu\text{m}$ wasseräquivalenter Materialdicke verfahren werden. Zur Bestimmung der relativen Auflösung des MLFC wurde der Keil um entsprechende Schrittweiten verfahren und nach jedem Schritt eine Messung gestartet. Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse für die Variation der wasseräquivalenten Keildicke von $10\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$.

Die in Tabelle 4.1 angegebenen Fehlerwerte entsprechen den Standardfehlern, die von der Anpassungsprozedur in MLFC2.vi bzw. der *Gauß*-Anpassung in LabVIEW 2011 ausgegeben wurden. Die Schwerpunktlagen ändern sich wie erwartet, das heißt die *Gauß*-Kurve verschiebt sich mit sinkender Absorberdicke hin zu größeren Kanalnummern im MLFC. Die Differenzen in der Schwer-

Tab. 4.1: Ergebnisse der Messungen zur relativen Auflösung mit dem Doppelkeil, der in Kapitel 3.5.1 beschrieben wurde. Die Reichweite des Protonenstrahls wurde entsprechend der angegebenen Wasserdifferenz geändert. Als Vergleich wurden die letzten beiden Messungen bei einer anderen Absorbersystemeinstellung durchgeführt.

Keil		<i>Gauß</i> -Anpassung		
Stellung	Wasserdifferenz [μm]	Schwerpunkt [Kanal]	Differenz [Kanal]	Breite(1σ) [Kanal]
61	0 (Referenz)	$34,94 \pm 0,5$	0	$5,74 \pm 0,5$
61,1	-10	$35,11 \pm 0,26$	-0,17	$5,76 \pm 0,26$
61,5	-50	$35,50 \pm 0,28$	-0,56	$5,79 \pm 0,29$
62	-100	$36,07 \pm 0,3$	-1,13	$5,82 \pm 0,3$
120	0 (Referenz)	$26,09 \pm 0,26$	0	$5,74 \pm 0,26$
120,1	-10	$26,20 \pm 0,28$	-0,11	$5,76 \pm 0,28$

punktlage sind im Verhältnis etwas größer als die Wasserdifferenzen, da die Folien in jedem Kanal so ausgelegt sind, dass ihre wasseräquivalente Dicke mit ungefähr $90 \mu\text{m}$ kleiner als $100 \mu\text{m}$ ist. Die Breite der *Gauß*-Kurven unterscheidet sich im Rahmen der Fehlerwerte nicht voneinander. Die Unterschiede der Schwerpunktlage bei Reichweitedifferenzen die kleiner als $50 \mu\text{m}$ Wasser sind, liegen in der Größenordnung der Standardfehler der Fit-Werte. Daher liegt die relative Genauigkeit bei $50 \mu\text{m}$ hinsichtlich der Reichweite. Zur Verdeutlichung zeigt Abbildung 4.7 die Fit-Kurven für die ersten vier der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Keilstellungen. Unterschiede von $50 \mu\text{m}$ und mehr können deutlich ausgemacht werden. Für kleinere Unterschiede ist das nicht mehr möglich. Bei der Stellung des Plexiglaskeils von 120 muss das Absorbersystem des MLFC in eine andere Einstellung gebracht werden. Die beiden Messungen bei der Keilstellung 120 bzw. 120,1 zeigen somit, dass eine andere Einstellung des Absorbersystems keinen Einfluss auf die relative Genauigkeit hat.

Eine relative Auflösung von $50 \mu\text{m}$ Wasserdicke bedeutet, dass durch zwei Messungen, bei denen sich lediglich die Reichweite des Protonenstrahls (jedoch nichts am Aufbau des Experimentes) ändert, bereits eine Reichweitendifferenz von $50 \mu\text{m}$ in Wasser gemessen werden kann. Die relative Auflösung ist doppelt so gut wie die anfänglich geforderten $100 \mu\text{m}$ in Wasser. Der MLFC-Aufbau mit

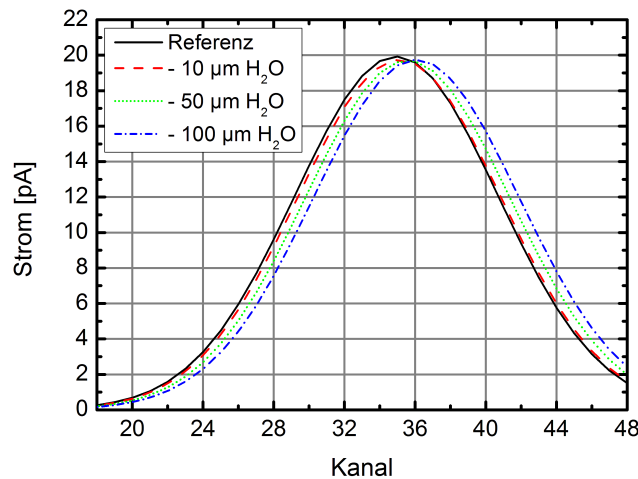


Abb. 4.7: *Gauß*-Anpassungen an die Messungen zur relativen Genauigkeit bei der Reichweitenbestimmung der Protonen, wobei im Vergleich zur Referenzmessung der Doppelkeil aus Plexiglas um die jeweils angegebenen wasseräquivalenten Dicken verringert wurde.

den 10 μm dicken Kupferfolien und den 25 μm dicken Kaptonfolien erfüllt nicht nur die Anforderungen der Augentumorthherapie sondern übertrifft sie sogar.

Variation der Position des Strahlfeldes

Um zu ermitteln, welchen Einfluss die konkrete Position des Strahlfeldes auf der aktiven Messfläche des MLFC hat, wurde der Patientenstuhl genutzt. Dieser kann mit einer Präzision von 0,1 mm in alle drei Raumrichtungen verfahren werden. Der MLFC wurde zunächst so positioniert, dass der Protonenstrahl zentral auf den MLFC traf. Anschließend wurde er um jeweils einen Zentimeter nach links und rechts bzw. oben und unten verschoben. Die Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse dieser Messung.

Vor allem der größere Unterschied zwischen links und rechts von 0,8 Kanälen im Vergleich zum Unterschied zwischen oben und unten von 0,1 Kanälen ist auffällig. Zur genaueren Untersuchung wurde eine ähnliche Messung mit kleinerem Strahlfeld durchgeführt. Die vorher verwendete Lochblende mit einem Durchmesser von 28 mm wurde dafür durch eine 16 mm-Blende ersetzt. Dadurch sinkt jedoch die Strahlintensität, was zu größeren Unsicherheiten bei der *Gauß*-Anpassung führt. Weiterhin wurden die Positionen geändert. Es wurde zunächst in der zentralen Position (mitte) gemessen und dann um 1 cm nach

Tab. 4.2: Ergebnisse der Messungen zur Variation der Strahlungsfeldposition, die im Text beschrieben werden, mit einer Strahlblende mit 28 mm Durchmesser. Die Positionsbezeichnungen lauten r für rechts, l für links, o für oben, u für unten und m für mitte.

Stuhlposition		Bezeich- nung	Zentrum	Breite (σ)
x [mm]	y [mm]		[Kanal]	[Kanal]
48,2	219,0	o	$34,4 \pm 0,2$	$6,0 \pm 0,2$
48,2	239,0	u	$34,5 \pm 0,3$	$6,0 \pm 0,2$
48,2	229,0	m	$34,4 \pm 0,3$	$6,0 \pm 0,3$
38,2	229,0	l	$34,1 \pm 0,3$	$6,0 \pm 0,3$
58,2	229,0	r	$34,9 \pm 0,3$	$6,0 \pm 0,3$

unten und 1 cm nach links versetzt, also in der linken unteren Ecke, sowie den anderen drei Ecken. Die Positionsangaben und Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 angegeben.

Tab. 4.3: Ergebnisse der Messungen zur Variation der Strahlungsfeldposition, die im Text beschrieben werden, mit einer Strahlblende mit 16 mm Durchmesser. Die Positionsbezeichnungen lauten r für rechts, l für links, o für oben, u für unten und m für mitte.

Stuhlposition		Bezeich- nung	Zentrum	Breite (σ)
x [mm]	y [mm]		[Kanal]	[Kanal]
58,2	239,0	r u	$34,7 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$
58,2	219,0	r o	$34,6 \pm 0,4$	$6,1 \pm 0,4$
38,2	219,0	l o	$33,9 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$
38,2	239,0	l u	$33,9 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$
48,2	229,0	m	$34,3 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$

Auch hier zeigt sich der größere Unterschied zwischen links und rechts. Im Mittel gab es zwischen links und rechts eine Abweichung von 0,75 Kanälen, wohingegen zwischen oben und unten nur eine Abweichung von 0,1 Kanälen auftrat. Um zu testen, ob die Positionsdiskrepanz von der Einstellung des Absorbersystems abhängt, wurden Messungen bei anderen Absorbersystemein-

stellungen aber sonst gleichen Bedingungen durchgeführt. Dabei wurden Abweichungen in der gleichen Tendenz und Größenordnung gemessen.

Die Ursache für diese Abweichungen liegt im Absorbersystem. Die Linearität des Doppelkeils des Absorbersystems wurde in Kapitel 3.5 gezeigt, indem Wasserdickenmessungen für die 5 Positionen durchgeführt wurden. Somit sind die Flächen der Keile im Absorbersystem eben. Jedoch kann es sein, dass einer oder beide Keile nicht exakt rechtwinklige Keile sind. Abbildung 4.8 verdeutlicht dies, indem dort der bewegliche Keil quasi um einen zusätzlichen Keil von der Sollform abweicht. Eine solche Abweichung hat keinen Einfluss auf die Linearitätsmessung, wie sie in Kapitel 3.5 durchgeführt wurde.

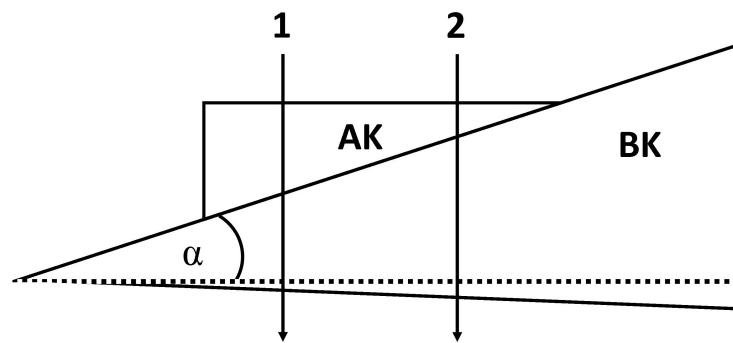


Abb. 4.8: Skizze einer möglichen Ursache für Messabweichungen bei dem Doppelkeilabsorber, hier sind der Ausgleichskeil AK, der bewegliche Keil BK und der ideale Anstiegswinkel α gekennzeichnet. Der Querschnitt des BK ist jedoch kein rechtwinkliges Dreieck, wodurch ein Protonenstrahl über Weg 1 weniger Material durchdringt als über Weg 2.

Die gemessene Positionsabweichung beläuft sich auf etwas weniger als einen Kanal. Zur groben Abschätzung sei angenommen, dass ein Kanal $100\,\mu\text{m}$ Wasser entspricht. Die Abweichung beträgt dann etwa $85\,\mu\text{m}$ Wasser, was wiederum bei der Energie von etwa $60\,\text{MeV}$ einer Aluminiumdicke von $0,04\,\text{mm}$ entspricht und innerhalb der Fertigungstoleranzen der Aluminiumkeile liegt. Dabei ist es nicht verwunderlich, dass der Unterschied zwischen links und rechts auftaucht, da die Fertigung schräger Flächen eines bestimmten Winkels mit größeren Ungenauigkeiten einhergeht, als beispielsweise die Fertigung rechtwinkliger Quader. Zusätzlich erschwert die geringe Mindestdicke des Ausgleichskeils von $0,1\,\text{mm}$ die exakte Fertigung.

Variationen der Intensität und Größe des Strahlungsfeldes

Zur Untersuchung des Einflusses der Strahlungsfeldgröße auf die Messergebnisse wird das Strahlungsfeld über Kreisblenden mit unterschiedlichen Durchmessern d_{Blende} bei nahezu gleichem Strom auf dem MLFC variiert. Der Protonenstrom I_p muss vor der Blende erhöht bzw. verringert werden, je nach dem welche Blende genutzt wird. Zur Kontrolle des Stromwertes auf dem MLFC wird für jede Messung das maximale Dumpsignal I_{Dump} , also das bei der dünnsten Absorbersystemstellung, gemessen. Dieser Wert gibt den Strom wieder, der auf den MLFC trifft, unabhängig von der konkreten Strahlungsfeldgröße.

Tabelle 4.4 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchungen. Grundsätzlich ist die Einstellung des Strahlstromes mit einer Genauigkeit von einzelnen pA nicht möglich, daher gibt es leichte Unterschiede im Stromwert. Ein weiteres Maß für die Intensität des Protonenstromes auf dem MLFC stellt die Amplitude der gemessenen *Gauß*-Kurve dar. Insgesamt sind die Stromwerte aber hinreichend gleich.

Tab. 4.4: Ergebnisse der Messungen zur Variation der Strahlungsfeldgröße, die im Text beschrieben werden, bei nahezu gleichem Strahlstrom. d_{Blende} ist der Blendendurchmesser, A_{Blende} die Fläche des Loches in der Blende, I_p der Protonenstrom vor der Blende und I_{Dump} der Stromwert des Beamdumps des MLFC bei dünnster Absorbersystemeinstellung (S4K5, 3,15 mm Aluminium). x_c ist der Schwerpunkt der *Gauß*-Anpassung der Messkurve und σ die Breite.

d_{Blende}	[mm]	38	28	20	38	28
A_{Blende}	[cm ²]	11,3	6,2	3,1	11,3	6,2
I_p	[nA]	0,48	1,0	1,8	0,96	1,75
I_{Dump}	[pA]	127	148	140	256	256
x_c	[Kanal]	18,1±0,3	18,1±0,4	18,0±0,4	18,0±0,4	18,1±0,4
σ	[Kanal]	6,2±0,3	6,3±0,4	6,4±0,4	6,3±0,4	6,2±0,4
Amplitude	[pA]	7,1±0,3	8,8±0,4	9,0±0,5	14,1±0,7	14,7±0,7

Die Schwerpunkte x_c der *Gauß*-Kurven und deren Breite σ zeigen eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler, so dass die Strahlungsfeldgröße keinen Einfluss auf die Messergebnisse hat. Das wird auch durch den Vergleich der Werte der Positionsvariation (Tabellen 4.2 und 4.3) bestätigt. Hier zeigt sich

für die mittlere Position (m) kein Unterschied beim Schwerpunkt x_c oder in der Breite σ , egal ob die 28 mm-Blende (Tabelle 4.2) oder die 16 mm-Blende (Tabelle 4.3) verwendet wurde.

Zur Untersuchung mit geringen Strömen wurde der MLFC am Experimentierplatz TW (siehe Kap. 2.3.1) aufgebaut. Dort wurde mittels verfahrbarer Schlitze im Strahlrohr ein Strahlungsfeld von ca. 1 cm mal 1 cm eingestellt. Durch die Reduzierung der Strahlintensität vor dem Zyklotron wurde der Strom auf dem MLFC reduziert, ohne das Strahlungsfeld zu verändern.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 dargestellt. Hinter den Begrenzungsschlitzen, aber noch im Strahlrohr, kann der Strahlstrom mit dem Faraday Cup FCTW2 gemessen werden. Die Auslese dieses Faraday Cups hat jedoch nur eine Genauigkeit von 10 % und in Bereichen unterhalb von 200 pA verschlechtert sie sich auf etwa 20 %. Damit sind die Unterschiede der Strahlströme I_{FCTW2} zu denen im Beamdump des MLFC (I_{Dump}) erklärt.

Tab. 4.5: Ergebnisse der MLFC-Messungen zu geringen Stromintensitäten, wobei I_{FCTW2} der Protonenstrom gemessen in einem Faraday Cup vor dem Austrittsfenster und I_{Dump} der Stromwert des Beamdumps des MLFC bei dünnster Absorbersystemeinstellung (S4K5, 3,15 mm Aluminium) ist. x_c ist der Schwerpunkt der *Gauß*-Anpassung der Messkurve und σ die Breite.

I_{FCTW2} [pA]	I_{Dump} [pA]	x_c [Kanal]	σ [Kanal]	Amplitude [pA]
300	274	31,9±0,2	5,8±0,2	16,6±0,5
220	184	31,9±0,3	5,8±0,3	11,9±0,1
100	97	31,9±0,2	5,8±0,2	5,9±0,2
50	51	31,9±0,2	5,8±0,2	3,2±0,1

Es zeigt sich, dass auch bei niedrigen Gesamtströmen von etwa 50 pA eine *Gauß*-Kurve gemessen werden kann, wenngleich sich die Amplitude mit 3,2 pA schon kaum vom Rauschen abhebt. Zumal die Messwerte schon untergrundbereinigt sind und die Untergrundwerte pro Kanal bis zu ±50 pA groß sind. Somit sind verlässliche Aussagen in Bereichen unterhalb von 50 pA schwer zu treffen. Einzig über längere Messzeiten (60 s statt 30 s) und damit bessere Statistik können Protonenströme geringerer Intensität zuverlässig vermessen werden.

Fazit

Es konnte gezeigt werden, dass die relative Genauigkeit bei Reichweitenunterschieden von $50\text{ }\mu\text{m}$ in Wasser liegt und damit besser ist, als die für die Augentumorthherapie geforderten $100\text{ }\mu\text{m}$. Selbst bei Strahlströmen von 50 pA konnten belastbare Messungen durchgeführt werden. Die größten Unsicherheiten bei der Genauigkeit gibt es bezüglich der Position des Strahlungsfeldes, vor allem in der horizontalen Ebene. Diese Unsicherheiten betragen weniger als einen Kanal. Ein Kanal hat im Energiebereich von 30 MeV bis 70 MeV eine wasseräquivalente Dicke von etwa $90\text{ }\mu\text{m}$, wodurch diese Abweichungen unterhalb der $100\text{ }\mu\text{m}$ Grenze liegen. Diese Unsicherheiten ergeben sich aus den Fertigungstoleranzen für das Vorabsorbersystem. In der Praxis lässt sich dieser Fehler jedoch vermeiden, wenn darauf geachtet wird, dass der Strahl immer zentral auf den MLFC trifft. Das wird durch den Patientenstuhl, auf dem der MLFC für Messungen mit dem Therapiestrahл montiert wird, gewährleistet. Die konkrete Position und Ausrichtung des Patientenstuhls und damit des MLFC kann gespeichert und jederzeit mit einer Genauigkeit von $0,1\text{ mm}$ wieder angefahren werden. Die Variation der Strahlungsfeldgröße und Intensität hat einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Messergebnisse. Das MLFC-System bietet somit eine sehr genaue ($0,05\text{ mm}$ relative Auflösung) und schnelle (ca. 30 s Messzeit) relative Messung des Tiefenprofils der Protonenreichweite.

4.1.2 Energie- und Reichweitenbestimmung

Wie bereits in Kapitel 3.5.2 erwähnt, wurde für jede der 20 Absorbersystemstellungen und jeden der 47 Kanäle des MLFC, basierend auf Simulationen mit MCNPX 2.6 [19] und Rechnungen mit *lookup* [21] sowie den Abmessungen des Absorbersystems, ein entsprechender Energie- und Wassereichweitenwert ermittelt. Vor jeder Messung mit dem MLFC wird vom Experimentator im Programm MLFC2.vi festgelegt, in welchen Einheiten die *Gauß*-Anpassung der Messwerte erfolgen soll.

Energiebestimmung

Mit dem MLFC ist es möglich, die Energie des Protonenstrahls sowie die Eindringtiefe in Wasser zu vermessen. Zur Überprüfung der Energie wurde der

MLFC am Experimentierplatz TW aufgebaut. Der Strahl passiert auf dem Pfad in den Experimentierraum TW lediglich die Tantal-Streufolie ($50\text{ }\mu\text{m}$) und das Strahlrohrfenster ($80\text{ }\mu\text{m}$ Kapton) sowie den Weg an Luft vom Strahlrohrfenster bis zum MLFC. Am Therapieplatz ist der Luftweg länger und es befinden sich zusätzlich diverse Geräte zur Strahlaufbereitung, wie der Reichweitenschieber, im Strahlpfad. Daher ist der gemessene Energiewert am Experimentierplatz TW näher an dem Extraktionsenergiewert des Zyklotrons, als es im Therapieraum der Fall ist.

Die Energie der Protonen, die aus dem Zyklotron extrahiert werden, wird standardmäßig über die Umlenkung des Strahls mit einem Dipolmagneten gemessen. Wie bereits in Kapitel 2.3.1 beschrieben, wird dabei das Magnetfeld, bzw. der Strom im Magneten (DIPJ1 in Abbildung 2.11) der das Magnetfeld hervorruft, verändert. Durch ein System von Blenden wird sichergestellt, dass der Strahl nur bei einer Ablenkung von 90° mit maximaler Intensität auf einen Faraday Cup zur Intensitätsmessung trifft. Dadurch kann die Energie des Protonenstrahls bei dem Magnetfeldwert, bei dem er mit maximaler Intensität umgelenkt wird, errechnet werden. In Abbildung 2.24 in Kapitel 2.3.1 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt. Das gemessene Energiespektrum hat den Schwerpunkt bei $E_{Zyk} = 68,63\text{ MeV}$ mit einer Breite $\sigma_{Zyk} = 0,1\text{ MeV}$.

In der gleichen Strahlzeit wurde die Messung mit dem MLFC am Targetplatz TW durchgeführt und ergab eine Energie $E_{MLFC} = 67,60\text{ MeV} \pm 0,02\text{ MeV}$ und eine Breite $\sigma_{MLFC} = 0,51\text{ MeV} \pm 0,02\text{ MeV}$, wobei die Fehler den Standardfehlern der *Gauß*-Anpassung entsprechen. Die beiden Energiewerte dürfen nicht direkt miteinander verglichen werden, da sie nicht an den gleichen Punkten im Strahlengang gemessen wurden. Der Protonenstrahl hat nach der Extraktion aus dem Zyklotron durch die Aufstreuung an der $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Tantalfolie, an dem $80\text{ }\mu\text{m}$ dicken Kaptonfenster am Strahlrohrende und in dem 40 cm langen Luftweg vom Strahlrohrfenster bis zum MLFC Energie verloren. Diese Energieverluste müssen von E_{Zyk} abgezogen werden. Dafür wurden die zwei Programme SRIM und *lookup* verwendet, die bereits in Kapitel 2.3.1 vorgestellt wurden.

Werden als Startenergie E_{Zyk} und die besagten Werte der Absorber im Strahlenpfad verwendet, so liefert *lookup* den Energiewert $E_{lookup} = 67,70\text{ MeV}$ und SRIM den Wert $E_{SRIM} = 67,71\text{ MeV}$. Diese beiden Werte liegen in gutem

Einklang miteinander. Im Vergleich mit der gemessenen Energie $E_{MLFC} = 67,60 \text{ MeV}$ ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Die geringe Differenz von $0,1 \text{ MeV}$ bzw. $0,11 \text{ MeV}$ ist nicht auffällig, da auch die Bestimmung der Energie E_{Zyk} Fehlern unterliegt.

Eine Fehlerquelle bei der Energiemessung mittels des Dipolmagneten ist die Abhängigkeit von der konkreten Strahllage. Es ist möglich, dem Strahl in horizontaler Richtung eine geringe Ablage zur Sollbahn zu geben. Damit wird er dennoch so vom Magneten umgelenkt, dass die Energiemessung erfolgreich ablaufen kann. Jedoch ist das Magnetfeld zum Umlenken des Strahls dann verändert und dadurch wird ein anderer Energiewert errechnet. Zur Abschätzung dieses Fehlers wurde die Energie des Strahls gemessen, anschließend die Strahllage in horizontaler Ebene etwas verändert und erneut die Energie gemessen. Nach mehrfacher Wiederholung wurden am Ende die Veränderungen der Strahllage rückgängig gemacht und erneut die Energie bei dem gleichen Magnetfeld wie in der ersten Messung bestimmt. Aus dem Vergleich der Energiewerte konnte abgeschätzt werden, dass der Fehler, der aus der Strahllage herrührt bei etwa $0,06 \text{ MeV}$ liegt. Was in der Praxis meist vernachlässigt werden kann.

Die Berechnungen der Energie basieren jedoch nicht direkt auf Messwerten des Magnetfeldes, sondern auf den Stromwerten, die das Magnetfeld hervorrufen. Dadurch ergeben sich weitere Fehlerquellen. So zeigt der Vergleich der Energiebestimmung vor der Strahllagenveränderung und nach Wiederherstellung der Strahllage bei gleichem Magnetfeld eine Abweichung von $0,04 \text{ MeV}$. Dabei wurde das Magnetfeld separat durch eine Hall-Sonde kontrolliert. Durch quadratische Addition der beiden Fehlerwerte ergibt sich ein Fehler bei der Energiebestimmung mittels des Dipolmagneten von $0,07 \text{ MeV}$. Somit ergibt die Energiebestimmung mittels Dipolmagneten unter Berücksichtigung der weiteren Energieverluste (Berechnungen mit SRIM bzw. *lookup*) einen Wert von $67,7 \text{ MeV} \pm 0,07 \text{ MeV}$.

Über diesen Fehler hinaus gibt es noch weitere Fehlerquellen, die in der Abschätzung nicht berücksichtigt wurden. Es wurde mit PBO Lab (Particle Beam Optics Laboratory), einem Programm zur Berechnung von Strahloptiken der Firma AccelSoft Inc. [61] anhand des gemessenen Magnetfeldes und der technischen Daten des Magneten, wie Umlenkwinkel und Krümmungsradius,

der theoretische Energiewert des Protonenstrahls auf der Sollbahn berechnet. Dabei ergaben sich teilweise Abweichungen von den Messwerten von bis zu 0,5 MeV. Die Ursachen dafür sind vielfältig (Unsicherheiten beim Krümmungsradius, Kalibrierung der Netzgeräte, *Gauß*-Anpassung im Messprogramm, Ermittlung des Magnetfeldes aus den Stromwerten des Magneten) und führen meist zu systematischen Fehlern. Der hier abgeschätzte Fehler von 0,07 MeV repräsentiert daher im Wesentlichen den Fehler aus der Strahllage. Dieser Fehler hängt von der konkreten Maschineneinstellung ab und kann bei jeder Messung zu einem anderen Ergebnis führen. Er ist daher eher als Minimalfehler anzusehen.

Hinsichtlich der Energiebreite σ_{gesamt} ist zu unterscheiden zwischen der Energiebreite σ_{Zyk} , die vom Beschleuniger herrührt, und der Verschmierung $\sigma_{RS_{E_0}}$, die auch ein streng monoenergetischer Strahl beim Abbremsen in Materie aufgrund der Reichweitenverschmierung (RS), siehe Kapitel 2.2, erleidet. Diese beiden Werte addieren sich quadratisch gemäß Formel 4.1. Der Wert für $\sigma_{RS_{E_0}}$ lässt sich aber nur näherungsweise angeben und ist in der Literatur meist in Einheiten der Eindringtiefe in Wasser oder anderen Materialien angegeben. Es ergeben sich aus der Literatur unterschiedliche Werte oder Näherungsvorschriften. J.F.Janni nennt in seinen „Proton Range-Energy Tables“ [62] für 68 MeV einen Wert für $\sigma_{RS_{E_0}} = 0,048$ cm. T. Bortfeld gibt in [17] eine Formel zur näherungsweisen Berechnung der Breite an (siehe Formel 4.2 bzw. 2.10). Diese Formel stellt den Zusammenhang von der Eindringtiefe R_0 und dem $\sigma_{RS_{E_0}}$ in cm Wassertiefe dar. Laut *lookup* hat ein 68,6 MeV Protonenstrahl eine Reichweite von 3,939 cm in Wasser, womit sich ein $\sigma_{RS_{E_0}} \approx 0,043$ cm nach Formel 4.2 ergibt. T. Bortfeld gibt in [17] auch den Zusammenhang zwischen Energie E und Eindringtiefe R_0 an, der in Formel 4.5 in Kapitel 4.3.1 steht. Damit lässt sich das $\sigma_{RS_{E_0}}$ entsprechend Formel 4.3 von Reichweiten- in Energieeinheiten umrechnen, wobei hier $\alpha = 0,0022$ und $p = 1,77$ gilt.

$$\sigma_{gesamt} = \sqrt{\sigma_{Zyk}^2 + \sigma_{RS_{E_0}}^2} = \sqrt{(0,1 \text{ MeV})^2 + (0,43 \text{ MeV})^2} = 0,46 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

$$\sigma[\text{cm}] \approx 0,012 \cdot R_0[\text{cm}]^{0,935} \quad (4.2)$$

$$\sigma[\text{MeV}] = \sigma[\text{cm}] \cdot \frac{dE}{dR} = \sigma[\text{cm}] \frac{1}{p\alpha^{\frac{1}{p}}} R[\text{cm}]^{\frac{1}{p}-1} \quad (4.3)$$

Literatur und Abschätzungen liefern unterschiedliche Werte für $\sigma_{RS_{E_0}}$, wobei eine Umrechnung des $\sigma_{RS_{E_0}}$ in Energiewerte lediglich eine Näherung ist. Darüber hinaus entsprechen die Werte für $\sigma_{E,mono}$ auch eher einer Mindestabschätzung, da bei diesem Wert von einer Abbremsung und Absorption in einem homogenen Medium (Wasser) ausgegangen wird. Mehrfache Streuungen an anderen Materialien können die Breite verändern. Gemäß Formel 4.3 und 4.2 ergibt sich für $\sigma_{E,mono} = 0,43 \text{ MeV}$ und damit der Wert für $\sigma_{gesamt} = 0,46 \text{ MeV}$ aus Formel 4.1. Wird analog der Wert von Janni ($0,048 \text{ cm}$) in Energieeinheiten umgerechnet ($0,48 \text{ MeV}$) ergibt sich ein $\sigma_{gesamt} = 0,49 \text{ MeV}$. Verglichen mit dem gemessenen Wert von $0,51 \text{ MeV}$ stimmen diese Werte im Rahmen der Näherung überein.

Eindringtiefe in Wasser

Um die Verknüpfung der MLFC-Kanäle mit Reichweiten in Wasser zu überprüfen, wurden die Messungen der Tiefendosiskurven (TDK) im Wasserphantom zum Vergleich genutzt. Diese Messungen finden im Rahmen der Konstanzprüfungen für die Therapie regelmäßig statt. Dabei wird, wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, in einem Wasserphantom eine verfahrenbare Ionisationskammer (*Markuskammer* [4]) genutzt, um die TDK der Protonen in Wasser zu messen. Entsprechend Kapitel 2.2 liegt die mittlere Reichweite der Protonen bei der Tiefe, in der die Dosis der TDK auf etwa 80 % abgefallen ist. Abbildung 4.9 zeigt eine Aufnahme der TDK des Therapiestrahls, bei der der 80 %-Punkt des distalen Dosisabfalls markiert ist. Dieser liegt bei einer Wassertiefe von 32,0 mm.

Eine Messung mit dem MLFC, der sich an der gleichen Position befand wie das Wasserphantom, ergibt eine Reichweite von 31,7 mm, wobei der Fehler der *Gauß*-Anpassung mit 0,04 mm angegeben wird. Die Werte liegen um 0,3 mm auseinander, das entspricht etwas mehr als 3 Kanälen.

Diese Abweichung ist zwar größer als die beim Vergleich der Energiewerte, jedoch ist auch die Messung mit dem Wasserphantom fehlerbehaftet. Zur Abschätzung der Fehler wurden Ergebnisse der Konstanzprüfungen verglichen.

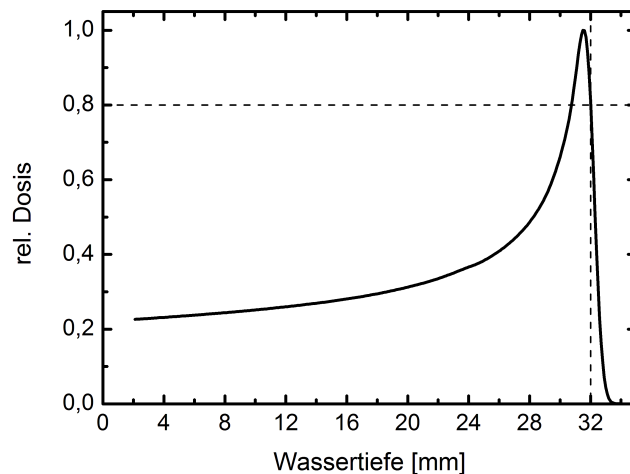


Abb. 4.9: Messergebnis der Tiefendosiskurve (TDK) oder *Bragg*-Kurve des Therapiestrahls im Wasserphantom. Gekennzeichnet ist der Punkt bei der die TDK auf 80 % der Maximaldosis abgefallen ist.

Im Rahmen der monatlichen bzw. wöchentlichen Konstanzprüfungen wird die einfache Tiefendosiskurve im Wasserphantom gemessen. Dabei wird die Wassertiefe, bei der die TDK auf 90 % der Dosis abgefallen ist, protokolliert. Beispielsweise lag der Wert für Juli 2014 bei einer Wassertiefe von 31,55 mm und der Wert im Juni 2014 bei von 31,88 mm. Die Energiemessungen dieser Strahlzeiten ergaben jedoch die gleiche Strahlenergie von 68,62 MeV. Somit weist die absolute Genauigkeit der Wasserphantommessungen Abweichungen von bis zu 0,3 mm auf. Dafür gibt es zwei Gründe.

Erstens kann es sein, dass die *Markuskammer* um den Bruchteil eines Millimeters von der Null-Position abweicht, da es bei der exakten Positionierung sehr auf die Vorsicht des Experimentators ankommt. So wurde zum Test mehrmals hintereinander eine TDK-Messung mit dem Wasserphantom durchgeführt und die Wassertiefe bestimmt, an der die Dosis wieder auf 90 % abgefallen war. Bei jeder Messung wurde das Wasserphantom wieder ab- und aufgebaut. Dabei zeigten sich Abweichungen von bis zu 0,22 mm Wassertiefe.

Zweitens können die Wasserphantommessungen nicht bei einer Wassertiefe von null gestartet werden, weil zum einen das Fenster des Wasserphantoms und zum anderen die Ummantelung der *Markuskammer* mit berücksichtigt werden müssen. Die äquivalente Wasserdicke dieser Nullposition ist nur mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 mm bekannt.

Diese Abweichungen haben im Therapiealltag keinen wesentlichen Einfluss, da bei den Konstanzprüfungen nur die relativen Veränderungen von Bedeutung sind. Es liefert aber eine Erklärung für die größeren Abweichungen zwischen der Wasserphantommessung und der absoluten MLFC-Messung der Wasserreichweite im Vergleich zu den Abweichungen der absoluten Energiemessung mit MLFC bzw. der Dipolmessung.

Vergleich unterschiedlicher Absorbersystemstellungen

Bisher entsprachen die Fehlerangaben der MLFC-Messwerte der Energie und Wasserreichweite lediglich den Standardfehlern der *Gauß*-Anpassungen. Darüber hinaus gibt es jedoch noch weitere Fehlerquellen, wie beispielsweise Fehler bei den verschiedenen Materialdicken oder Fertigungstoleranzen der einzelnen Bestandteile. Um diese Einflüsse abschätzen zu können, erfolgten Messungen mit den gleichen Strahleinstellungen, vor allem der Energie des Protonenstrahls, bei unterschiedlichen Absorbersystemeinstellungen. Die Dicken der einzelnen Einstellungen des Absorbersystems des MLFC sind so gewählt, dass sie sich überlappen. Das heißt, die ersten ca. 10 Kanäle entsprechen in einer Absorbersystemeinstellung der gleichen Reichweite oder Energie, wie die letzten 10 Kanäle in der nächst dünneren Absorbersystemstellung. Dadurch kann es möglich sein, die Energie ein und des selben Strahls mit zwei unterschiedlichen Absorbersystemstellungen zu messen und zu vergleichen.

Tabelle 4.6 zeigt einen solchen Vergleich. Dabei wurde der Therapiestrahls mit der Absorbersystemstellung S2K2 (siehe Positionsbezeichnungen aus Tabelle 3.7 in Kapitel 3.5.2), also Treppenposition 2 (auch Stufe 2) und Keilposition 2 und der Stellung S2K1, also Treppenposition 2 und Keilposition 1, vermessen. In der dünneren Stellung (S2K2) lag der Schwerpunkt des Protonenpeaks bei größeren Kanalnummern als bei der dickeren Absorbersystemstellung (S2K1). Die Unterschiede in der Schwerpunktlage in Einheiten von Energie (0,08 MeV) und Wasserreichweite (0,08 mm) entsprechen etwas weniger als einem Kanal. Somit kann der Fehler der Reichweiten bzw. Energiebestimmung mit 0,08 mm bzw. 0,08 MeV angegeben werden.

Tab. 4.6: Vergleich der Messergebnisse des Therapiestrahls bei den zwei Stellungen des Absorbersystems S2K2 (13,58 mm Aluminium) und S2K1 (14,28 mm Aluminium). Angegeben sind die Werte für den Schwerpunkt x_c der *Gauß*-Anpassung an die Messdaten in Kanalnummern, Energiewerten und Wassertiefen. Die Unsicherheiten entsprechen den Standardfehlern, wie sie durch die Anpassungsroutine in MLFC2.vi angegeben werden.

Absorberstellung	S2K2	S2K1
x_c [Kanal]	$35 \pm 0,3$	$17,9 \pm 0,4$
x_c [MeV]	$60,85 \pm 0,03$	$60,77 \pm 0,05$
x_c [mm]	$31,73 \pm 0,03$	$31,65 \pm 0,03$

Fazit

Die Genauigkeit der Energie und Reichweitenmessungen des MLFC setzt sich aus mehreren Fehlerwerten zusammen. Einen Teil bilden die Standardfehler der Anpassung der *Gauß*-Funktion an die Messwerte. Diese Anpassung erfolgt unter Berücksichtigung der Standardabweichung des Messwertes für jeden Kanal, wodurch sie mit einbezogen werden. Diese Fehler unterliegen einer gewissen Schwankung, wobei sie meistens den Wert 0,03 MeV aufweisen, aber auch Werte von bis zu 0,05 MeV traten auf. Als konservative Abschätzung des Anpassungsfehlers für die Energiebestimmung wird $\Delta E_{Fit} = 0,05$ MeV angenommen. Für die Reichweite in Wasser gilt entsprechend $\Delta R_{Fit} = 0,05$ mm.

Weiterhin wurden Fehler festgestellt, wenn der Strahl nicht zentral auf den MLFC trifft. Dabei beläuft sich der Unterschied in der Kanallage bei einer horizontalen Abweichung von 10 mm von der zentralen Position auf etwa 0,4 Kanäle. Da in der Praxis eine solche Positionsabweichung des MLFC in horizontaler Richtung sehr schnell auffällt und wie beschrieben verhindert werden kann, muss dieser Fehler nicht mit zum Gesamtfehler hinzugerechnet werden. Abweichungen von etwa 1 mm in horizontaler Richtung, wie sie auftreten könnten, führen demnach zu einer Abweichung von 0,04 Kanälen. Das entspricht einem Wasserreichweitenfehler von etwa $4 \mu\text{m}$ bzw. 0,004 mm und ist damit vernachlässigbar.

Zusätzlich zu dem Fit-Fehler kommt der Fehler, der sich aus dem Vergleich der Messungen der selben Strahlenergie bei unterschiedlichen Einstellungen

des Absorbersystems ergibt, hinzu. Dieser beträgt $\Delta E_{vgl} = 0,08 \text{ MeV}$ bzw. für die Wasserreichweite $\Delta R_{vgl} = 0,08 \text{ mm}$.

Da sich die Fehlerwerte quadratisch addieren, ergibt sich nach Formel 4.4 ein Gesamtfehler des MLFC für die Bestimmung der Energie vom $\Delta E_{ges} = 0,09 \text{ MeV}$. Der Gesamtfehler der Bestimmung der Wasserreichweite berechnet sich analog zu Formel 4.4 und ergibt $\Delta R_{ges} = 0,09 \text{ mm}$. Da es bei Fehlerbetrachtungen angebracht ist konservativ abzuschätzen, wird der absolute Fehlerwert im Weiteren mit $0,1 \text{ MeV}$ bzw. $0,1 \text{ mm}$ angegeben.

$$\Delta E_{ges} = \sqrt{\Delta E_{Fit}^2 + \Delta E_{Vgl}^2} = \sqrt{(0,05 \text{ MeV})^2 + (0,08 \text{ MeV})^2} = 0,09 \text{ MeV} \quad (4.4)$$

Die Genauigkeit des MLFC übertrifft somit im relativen Bereich die Anforderungen der Augentumorthherapie und erfüllt sie im Absolutbereich vollkommen.

Die Messergebnisse hinsichtlich der Energie und Wasserreichweite, die mit dem MLFC erfolgten, wurden mit den etablierten Messverfahren verglichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.7 und Abbildung 4.10 dargestellt. Beim Vergleich der MLFC-Messung mit der Standardmethode, die an der Beschleunigeranlage des HZB zur Energiebestimmung des Protonenstrahls dient (Dipolmessung), zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Die Messwerte der Wasserreichweite mit MLFC und Wasserphantom liegen zwar um $0,3 \text{ mm}$ auseinander, aber sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein, siehe Abbildung 4.10.

Tab. 4.7: Ergebnisse der Vergleichsmessungen von Energie und Wasserreichweite des MLFC mit der Energiebestimmung für den Experimentierraum TW mittels des Dipolmagneten (Dipolmessung) und mit der Wasserreichweitenbestimmung im Therapieraum durch das Wasserphantom.

Methode	Energie [MeV]	Wasserreichweite [mm]
MLFC	$67,6 \pm 0,1$	$31,7 \pm 0,1$
Dipolmessung	$67,7 \pm 0,07$	-
Wasserphantom	-	$32,0 \pm 0,22$

Die Messungen mit dem Wasserphantom weisen Fehler in der Größenordnung von $0,22 \text{ mm}$ auf, was mehrere Gründe hat. Beispielsweise ist die was-

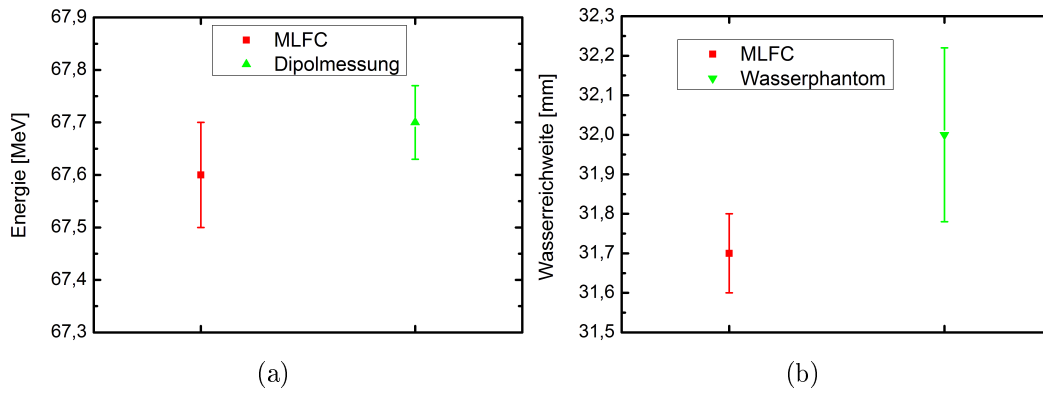


Abb. 4.10: Darstellung des Vergleichs der Ergebnisse der Energiebestimmung mit dem MLFC und der Energiemessung mit dem Dipol (a) und Vergleich der Eindringtiefenbestimmung in Wasser mit dem MLFC und dem Wasserphantom (b). Die Werte entsprechen den Angaben aus Tabelle 4.7.

seräquivalente Dicke des Fensters des Wasserphantoms, durch das der Strahl hindurch in das Wasser tritt, nur auf etwa 0,1 mm bekannt. Weiterhin muss bei jeder Messung mit dem Wasserphantom die *Markuskammer* neu montiert werden. Dadurch ist es möglich, dass die Kammer entweder leicht verdreht ist oder um den Bruchteil eines Millimeters vom Fenster absteht und damit nicht exakt bei der Nullposition startet. Messungen, die aufgrund der Ergebnisse des MLFC dazu durchgeführt wurden, ergaben eine Abschätzung des Fehlers bei absoluten Messungen mit dem Wasserphantom von mindestens 0,22 mm.

Weiterhin ist auch die Angabe, dass die Reichweite der Protonen bei 80 % des distalen Dosisabfalls der TDK liegt, einem bestimmten Fehler unterworfen. So ist es denkbar, dass es bei diesem Wert im Promille-Bereich Abweichungen vorliegen, die zu Fehlern in der Größenordnung von einigen μm Wassertiefe führen können.

Trotz der sehr guten Ergebnisse, die der MLFC liefert, gibt es zukünftig Potential, diese Fehler zu verringern. Dies wird ausführlich in Kapitel 4.4 diskutiert.

4.2 Anwendung in Strahlenhärte tests

Neben der Anwendung des MLFC in der Augentumorthherapie ergeben sich gerade bei Strahlenhärte tests, wie sie oft am HZB durchgeführt werden, durch die Nutzung des MLFC Vorteile.

Strahlenhärte tests sind für den Luft- und Raumfahrtbereich notwendig, sowie in allen Bereichen, in denen Elektrik und andere technische Geräte ionisierender Strahlung ausgesetzt sind. So sind Satelliten oder die Internationale Raumstation ISS kosmischer Strahlung ausgesetzt, die nicht nur aus Photonen sondern auch aus Ionen und Protonen besteht. Deswegen müssen elektronische Baugruppen und Teile darauf getestet werden, ob und wie sie unter dem Einfluss ionisierender Strahlung arbeiten. Beispielsweise wurden am HZB zusammen mit dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) die Fehler beim Lesen und Beschreiben von SD-Speicherkarten oder die Funktion von verschiedenen Sensoren unter der Einwirkung von Protonenstrahlung getestet. Neben der DLR kommen auch andere Nutzer für die Durchführung von Strahlenhärte tests an das HZB. So wurde unter anderem die Beständigkeit der Leuchtkraft von Leuchtdioden unter Strahleneinwirkung untersucht, um herauszufinden, ob sich diese Dioden als Scheinwerfer für Satelliten einsetzen lassen.

Bei diesen Tests wird jeweils ein bestimmter Protonenfluss, also eine bestimmte Anzahl an Protonen pro Zeit und Fläche, für verschiedene Energien angefragt. Standardwerte für die am HZB angefragten Energien der Protonen sind neben der Maximalenergie von etwa 68 MeV auch 50 MeV und 30 MeV.

Soll ein elektronisches Bauteil bestrahlt werden, kann es vorkommen, dass der entscheidende Siliziumchip von einem Gehäuse oder anderen Bauteilen umgeben ist, durch die die Protonen zuerst hindurch müssen. Oder der Chip selbst ist so dick, dass vor allem die niederenergetischen Protonen schon im vorderen Teil des Chips stoppen und der Rest keine Strahlung sieht.

Um das zu verhindern, wird mit dem Programm SRIM [20] berechnet, ob die Protonen der jeweiligen Energie die Bauteile durchdringen oder nicht. Dieses Programm wird auch zur Einstellung der entsprechenden Energie genutzt. Die Protonenenergie wird nicht durch eine Änderung am Zyklotron eingestellt, sondern durch Aluminiumabsorber am Strahlrohrfenster im Experimentierraum

TW. Der Absorber besteht aus mehreren Aluminiumplatten unterschiedlicher Dicke, die in eine entsprechende Halterung am Strahlrohrfenster geschoben werden. Die notwendigen Aluminiumdicken werden mit SRIM anhand der gemessenen Extraktionsenergie der Protonen am Zyklotron (siehe Abbildung 2.24 in Kapitel 2.3.1) berechnet.



Abb. 4.11: In der linken Bildhälfte ist der MLFC gezeigt, wie er im Experimentierraum TW auf dem x-y-Tisch aufgebaut ist. Das Strahlrohrfenster befindet sich auf der rechten Seite.

Der MLFC eröffnet die Möglichkeit, die Energie der Protonen am Targetplatz schnell und einfach zu messen. Damit werden die Rechnungen mit SRIM verifiziert und Fehler bei der Dicke des Aluminiumabsorbers vermieden. Durch eine Messung mit dem MLFC fällt es schnell auf, wenn die Aluminiumplatten und dadurch die Protonenenergie nicht korrekt gewählt wurden.

Falls sich der konkrete Testaufbau an einer anderen als der sonst üblichen Stelle befindet, müssen die Protonen einen längeren Weg an Luft zurücklegen. Der daraus resultierende Energieunterschied kann mit dem MLFC schnell und einfach nachgemessen werden, da der MLFC mobil ist und an der Position des Targets platziert werden kann. In Abbildung 4.11 ist der MLFC-Aufbau am Targetplatz des Experimentierraumes TW, in dem auch die Strahlenhärte-tests stattfinden, gezeigt. Er befindet sich auf dem verfahrbaren x-y-Tisch, der auch die Aufbauten für Strahlenhärte-tests trägt. Der gesamte MLFC-Aufbau kann

auf diesem Tisch in der Tiefe um etwa 30 cm in Strahlrichtung hin und her verschoben werden, um möglichst an der gleichen Position zu sein wie die Objekte für die Strahlenhärte-tests. Dafür ist er auf einer speziellen Platte montiert, die diese Verschiebung ermöglicht. Die Platte selbst ist fest mit dem x-y-Tisch verbunden.

Die Genauigkeitsanforderungen hinsichtlich der Energie bei Strahlenhärte-tests sind nicht so hoch wie bei der Augentumorthherapie und liegen in der Regel bei 5 %.

Für die angefragten Standardenergien von 30 MeV, 50 MeV und 68 MeV wurden Aluminiumabsorber der Dicke 14 mm, 8 mm und 0 mm verwendet. Anhand der in Abbildung 2.24 in Kapitel 2.3.1 bestimmten Extraktionsenergie der Protonen von 68,63 MeV wurde sowohl mit SRIM als auch mit *lookup* die Protonenenergie am Target berechnet. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Protonenstrahl nach der Extraktion durch die 50 μm dicke Streufolie aus Tantal und durch das Strahlrohrfenster aus 80 μm dicker Kaptonfolie hindurch geht. Im Anschluss wird der Strahl durch die Luftstrecke von 40 cm bis zum Target weiter abgebremst. Tabelle 4.8 zeigt sowohl die Ergebnisse der Berechnungen mit SRIM und *lookup* als auch die Ergebnisse der Messung mit dem MLFC.

Tab. 4.8: Ergebnisse und Vergleich der Resultate der Energiebestimmung des Protonenstrahls mittels MLFC bzw. Dipolmessung für typische Energien, wie sie für Strahlenhärte-tests angefragt werden.

Angefragte Energie	[MeV]	30	50	68
Aluminiumabsorber	[mm]	14	8	0
SRIM-Energie	[MeV]	30,7	49,3	67,7
<i>lookup</i> -Energie	[MeV]	30,9	49,3	67,7
MLFC-Energie	[MeV]	31,0	49,3	67,6

In Tabelle 4.8 zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Rechnungen und der Messung. Die Genauigkeit des MLFC genügt dabei vollkommen den Anforderungen für die Strahlenhärte-tests. Gerade durch den schnellen Auf- und Abbau, die kurze Messzeit und seine Unabhängigkeit von der konkreten Strahlführung, eröffnet sich eine sinnvolle Anwendung. So kann innerhalb von etwa 15 min der MLFC am Targetplatz an- und abmontiert werden und eine Energiebestimmung erfolgen. Wobei die Initialisierung, Untergrundauf-

nahme, Findung der richtigen Absorberstellung und Energiebestimmung innerhalb weniger Minuten erfolgt und der Auf- und Abbau noch den größten Teil der Zeit benötigt. In dieser Funktion wurde der MLFC bereits mehrfach eingesetzt. Dafür wurden mehrfach die in Tabelle 4.8 angegebenen Energien im Rahmen von Strahlenhärte-tests mit der DLR-Oberpfaffenhofen, einem langjährigen Kooperationspartner des HZB, kontrolliert. Darüber hinaus wurde der MLFC auch bei Strahlenhärte-test mit der DLR-Berlin zur Kontrolle der Energie am Experimentierplatz TW verwendet. Dabei wurde die Strahlenfestigkeit der Operationsverstärker LMH6624 [63], die für den Fotoreceiver der GRACE Follow-on Mission eingesetzt werden, erfolgreich nachgewiesen [64, 65].

4.3 Anwendung in der Therapie

Ein großer Vorteil des MLFC-Prinzips ist die gleichzeitige Messung in vielen Kanälen. Dadurch erhält man in einer Messzeit von unter einer Minute ein komplettes Tiefenprofil der Reichweite des Protonenstrahls. Im Vergleich dazu beträgt die Zeit, die die Messung der Tiefendosiskurve (TDK) mit dem Wasserphantom, wie sie zu Zwecken der Konstanzprüfung regelmäßig durchgeführt wird, mindestens 5 min bis 10 min. Das liegt daran, dass für die Messung eine Ionisationskammer (*Markuskammer*) in dem Wasserphantom über die gesamte Strecke von etwa 35 mm verfahren werden muss. An jedem Messpunkt (etwa alle 0,1 mm) wird eine bestimmte Zeit lang (etwa 1 s) gemessen.

Ein ähnliches Prinzip wie der MLFC verfolgt die Multi-Layer Ionisation Chamber (MLIC), also eine mehrschichtige Ionisationskammer. Dabei sind viele dünne Ionisationskammern direkt hintereinander geschaltet, um damit in kurzer Zeit die TDK zu messen. Es gibt zum Beispiel das kommerzielle System Zebra der Firma IBA Dosimetry, das nach diesem Prinzip arbeitet [66]. Allerdings hat dieses System eine native Auflösung von 2 mm und eine angegebene Reichweitengenauigkeit von $\pm 0,5$ mm und ist daher nicht für die Augentumorthherapie geeignet. Es arbeitet mit den bereits in Kapitel 3.3 erwähnten Tera-Boards.

Ein mögliches Anwendungsgebiet für den MLFC in der Therapie ist die Konstanzprüfung nach unerwarteten oder kurzfristigen Shut-downs der Beschleunigeranlage. Es kann vorkommen, dass während der Therapiezeit der

Beschleuniger beispielsweise durch kurzzeitige Unterspannungen des Stromnetzes ausfällt. Grundsätzlich ist aus medizinischer Sicht die Therapie darauf ausgerichtet, dass zwischen den insgesamt vier Fraktionen (einzeln Bestrahlung eines Patienten), die jeder Patient erhält, maximal 24 Stunden liegen. Andernfalls sind die Dosiswerte pro Fraktion, die notwendig sind, um die Tumorzellen zu töten, nicht mehr korrekt. Hinzu kommt, dass in der Regel 12 Stunden pro Bestrahlungstag zur Patientenbestrahlung verplant sind. Daher gilt es bei jedem Ausfall schnellstmöglich wieder den Strahlbetrieb aufzunehmen und Unterbrechungen der Therapie unbedingt zu verhindern, bzw. so kurz wie nur möglich zu halten. Hinzu kommt die Zeit, die zur Überprüfung der Strahleigenschaften notwendig ist, deren Umfang im Wesentlichen davon abhängt, was konkret ausgefallen ist und was sich dadurch am Strahl geändert haben könnte. Dabei kann der MLFC durch eine schnelle Überprüfung der Energie, sobald der Beschleuniger wieder läuft, bestätigen, dass durch den Ausfall nichts an der Strahlenenergie bzw. Reichweite geändert wurde.

Der MLFC misst nicht direkt die TDK. Diese ist aber von grundlegendem Interesse bei den Konstanzprüfungen der Medizinphysiker und für die Therapie. Deshalb wird im folgenden Abschnitt ein Modell zur analytischen Berechnung von TDK oder *Bragg*-Kurven vorgestellt. In Verbindung mit den vom MLFC gemessenen Daten wird das Modell zur TDK-Berechnung genutzt.

4.3.1 Berechnung und Vergleich von *Bragg*-Kurven

Berechnung von *Bragg*-Kurven mit *Matlab*

Aus rein physikalischer Sicht ist es ausreichend, die Energie und Energiebreite des Protonenstrahls adäquat zu vermessen. Aus medizinphysikalischer Sicht ist neben der Eindringtiefe in Wasser aber vor allem die applizierte Dosis interessant. Die Tiefendosis, also die *Bragg*-Kurve der Protonen, ist wesentlicher Bestandteil der regelmäßigen Konstanzprüfungen in der Therapie. Der MLFC kann nicht die Dosis, sondern die differenzielle Fluenz der Protonen, die diese Dosis applizieren, messen. Es ist daher wünschenswert, aus den Messwerten für die Reichweite und Reichweitenbreite der Protonen eine *Bragg*-Kurve (Single Bragg-Peak, SBP) zu erzeugen. *Bragg*-Kurven für monoenergetische Protonenstrahlen mit einer bestimmten Energiebreite zeigen bei geringen Eindringtiefen

ein Plateau und haben einen steil ansteigenden und steil abfallenden Peak im Bereich der maximalen Eindringtiefe, siehe Kapitel 2.2. Solche *Bragg*-Kurven lassen sich aber nur numerisch berechnen, was relativ aufwendig ist. Für analytische Berechnungen, die wesentlich einfacher und schneller durchzuführen sind, müssen einige Vereinfachungen und Abgrenzungen vorgenommen werden.

T. Bortfeld hat solch ein analytisches Modell entwickelt, mit dem es möglich ist, *Bragg*-Kurven für therapeutische Protonenstrahlen zu berechnen. Dieses Modell ist beschränkt auf den therapeutischen Energiebereich bis etwa 200 MeV und bezieht sich stets auf Wasserreichweiten. Die genaue Herleitung und Beschreibung findet sich in [17]. Er trifft dabei verschiedene Annahmen, um die *Bragg*-Kurve durch eine Kombination von *Gauß*- und parabolischen Zylinderfunktionen analytisch darstellen bzw. berechnen zu können.

Im Wesentlichen gibt er die Reichweite-Energie-Beziehung (R_0 bzw. E_0) in einer Potenzfunktion (siehe Gleichung 4.5) wieder (Geiger-Regel), deren Parameter (Faktor α und Exponent p) er durch Anpassung an ICRU-Daten für den entsprechenden Energiebereich gewinnt. Weiterhin nutzt er ein lineares Modell zur Beschreibung der Fluenzreduktion durch nichtelastische Kernwechselwirkungen, wobei der negative Anstieg β die Abnahme der Fluenz mit tieferem Eindringen der Protonen ins Material beschreibt. Außerdem schätzt er ab, dass ein Anteil von 60 % der durch Fluenzreduktion freigesetzten Energie lokal absorbiert wird (repräsentiert durch den Faktor $\gamma = 0,6$). Darüber hinaus nimmt Bortfeld an, dass die Reichweiten der Protonen einer bestimmten Energie *Gauß*-verteilt sind. Er beschreibt das Energiespektrum der Protonen durch eine *Gauß*-Funktion mit einem linearen niederenergetischen Teil, der durch den Parameter ϵ beschrieben wird. Damit kommt er über Gleichung 4.5 und 4.6 zu der Funktion 4.7, bei der $D(z)$ die Dosis in der Tiefe z , ρ die Dichte des Mediums, Φ_0 die Fluenz in der Tiefe 0 und σ die Breite des *Gauß*-förmigen Reichweitespektrums mit dem Schwerpunkt R_0 ist. $\Gamma(x)$ ist die Gamma-Funktion, $\mathcal{D}_y(x)$ die parabolische Zylinderfunktion und ζ ein Parameter für die Eindringtiefe der in Formel 4.6 angegeben ist.

$$R_0 = \alpha E_0^p = 0,0022 E_0^{1,77} \quad (4.5)$$

$$\zeta = \frac{R_0 - z}{\sigma} \quad (4.6)$$

$$D(z) = \Phi_0 \frac{e^{-\zeta^2/4} \sigma^{1/p} \Gamma(1/p)}{\sqrt{2\pi} \rho p \alpha^{1/p} (1 + \beta R_0)} \cdot \left[\frac{1}{\sigma} \mathcal{D}_{-1/p}(-\zeta) + \left(\frac{\beta}{p} + \gamma\beta + \frac{\epsilon}{R_0} \right) \mathcal{D}_{-1/p-1}(-\zeta) \right] \quad (4.7)$$

Mit Hilfe dieses Modells lässt sich anhand der Reichweite R_0 , der Breite σ der Reichweitenverschmierung und des Parameters ϵ , der den Anteil der primären Fluenz zu dem niederenergetischen Teil des Energiespektrums angibt, eine *Bragg*-Kurve errechnen. Andersherum ist es prinzipiell auch möglich, diese Parameter aus der gemessenen Tiefendosiskurve durch eine Anpassung des Modells bzw. der Funktion an die gemessenen Daten zu erhalten.

Der MLFC misst genau die Wasserreichweite und -verschmierung und liefert somit die von dem Modell benötigten Werte, um auf schnelle Art und Weise eine Tiefendosiskurve zu errechnen.

Dieses Modell beinhaltet im Wesentlichen eine komplexere analytische Funktion, welche freundlicherweise als *Matlab*-Datei von T. Bortfeld zur Verfügung gestellt wurde. *Matlab* [67] ist ein Programm und eine Programmiersprache für numerische Berechnungen und Visualisierungen der Firma MathWorks. Mit dieser Datei konnte das Programm „SBP Calculation“ in LabVIEW 2011 erstellt werden, welches anhand der Eingabe der erwähnten Parameter eine Tiefendosiskurve berechnet. Dieses Programm, dessen Bedienoberfläche in Abbildung 4.12 dargestellt ist, erstellt dafür zunächst einen Datensatz an x-Werten, also Wassertiefen in cm. Dabei kann der Maximalwert unter „x_N“ festgelegt werden. Die Schrittweite ist auf 0,01 cm festgelegt, kann aber durch eine Anpassung des Programmcodes einfach geändert werden. Es wird beispielsweise ein Datensatz mit Werten von 0 cm bis 4 cm in Schritten von 0,01 cm erzeugt.

Der *Matlab*-Code wird in LabVIEW 2011 eingepflegt, das dafür Schnittstellen bereitstellt. Die mit dem MLFC gemessenen Werte für die Wasserreichweite (R_0) und die Breite (σ) werden in Einheiten von cm in entsprechende Felder in der Oberfläche des Programms eingetragen. Ebenso muss der Zahlenwert für ϵ entsprechend eingetragen bzw. eingestellt werden. Der *Matlab*-Code berechnet für jeden x-Wert des entsprechenden Datensatzes einen relativen Do-

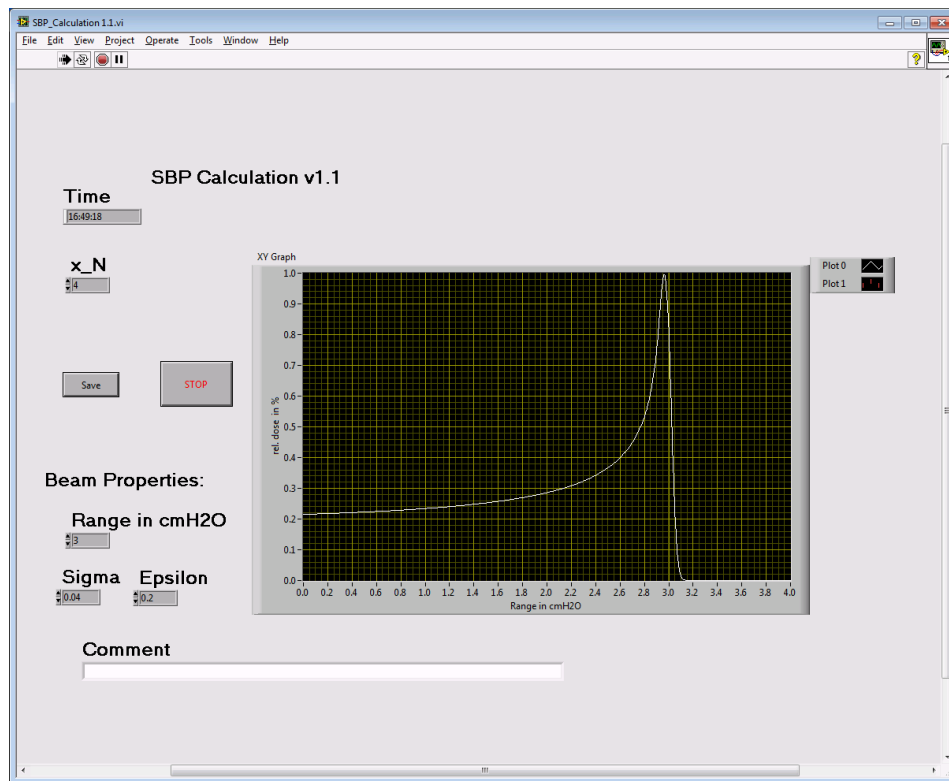


Abb. 4.12: Bedienoberfläche des Programms SBP Calculation mit Eingabefeldern für den maximalen x-Wert, der dargestellt werden soll („x_N“), die Reichweite der Protonen („Range in cmH2O“), die Breite des Protonenstrahls („Sigma“), den Parameter ϵ („Epsilon“) und ein Kommentar („Comment“), das mit den Messdaten verknüpft wird. Die „save“-Taste speichert alle Werte in einer separaten Datei.

siswert. Diese Dosiswerte werden in eine Liste eingetragen, die zusammen mit den x-Werten als Kurve dargestellt werden. Darüber hinaus wird eine Text-Datei erzeugt, die die Datensätze für die x-Werte und die Dosiswerte sowie die eingegeben Parameter, einen Zeitstempel und einen optionalen Kommentar beinhaltet. Der Kommentar kann vorher in der Oberfläche des Programms unter „Comment“ eingegeben werden.

Die Abbildung 4.13 zeigt errechnete Tiefendosiskurven, wobei für alle drei Kurven die gleiche Reichweite von 3 cm in Wasser zur Berechnung verwendet wurde. Bei dieser Reichweite ist die Dosis wieder auf 80 % abgefallen (siehe Kapitel 2.2). Variiert wurde einerseits die Reichweitenbreite σ (0,04 cm bzw. 0,08 cm). Durch diese Erhöhung wird der *Bragg*-Peak breiter, das niederenergetische Plateau höher und der distale Abfall flacher. Andererseits wurde der

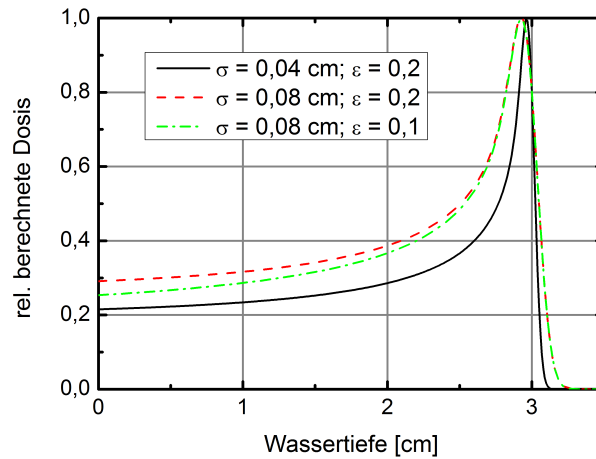


Abb. 4.13: Vergleich berechneter Tiefendosiskurven mit dem Modell von T. Bortfeld, die Reichweite aller drei Kurven beträgt 3 cm in Wasser. Die Reichweitenbreite (σ) beträgt zum einen 0,04 cm und zum anderen 0,08 cm, der Niederenergieparameter ϵ ist auf 0,1 bzw. 0,2 gesetzt.

Niederenergieparameter ϵ in dem Beispiel auf 0,1 bzw. 0,2 gesetzt. Eine Erhöhung dieses Parameters hat zur Folge, dass der Schnittpunkt mit der y-Achse angehoben bzw. abgesenkt wird und sich die Steigung des niederenergetischen Plateaus der *Bragg*-Kurve entsprechend verändert. Die empirischen Werte für ϵ bewegen sich zwischen 0 und 0,2. Der konkrete Wert kann nur durch eine Anpassung gerechneter Daten an gemessene Tiefendosiskurven ermittelt werden, da er von der jeweiligen Anlage zur Erzeugung des Protonenstrahls abhängt.

Vergleich von gemessenen und berechneten *Bragg*-Kurven

Abbildung 4.14 zeigt den Vergleich zwischen einer im Wasserphantom gemessenen und einer, anhand von MLFC-Daten mit dem Modell von T. Bortfeld berechneten, Tiefendosiskurve. Dabei ist auffällig, dass die Reichweite nicht exakt übereinstimmt. Der Grund dafür sind die Abweichungen zwischen den Messungen mit dem Wasserphantom und dem MLFC, die in Kapitel 4.1.2 bereits diskutiert wurden.

Abbildung 4.15 stellt den Vergleich der TDK, die mit dem Wasserphantom gemessen wurde (ATT-TDK), mit der gerechneten TDK dar. Die konkrete Reichweite wurde so angepasst, dass sie für beide Messungen übereinstimmt.

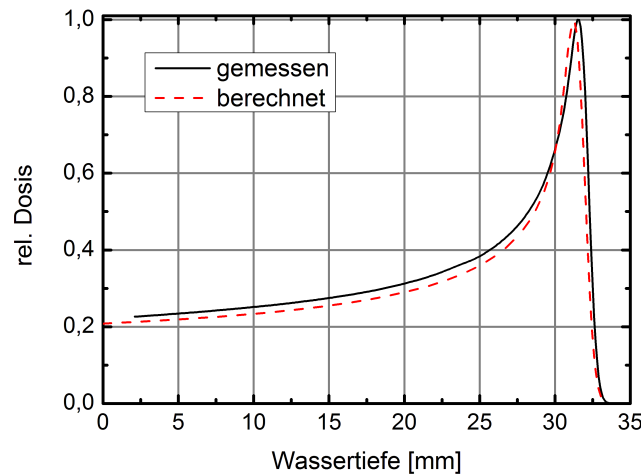


Abb. 4.14: Vergleich der mit dem Wasserphantom gemessenen Tiefendosiskurve des Therapiestrahls und der anhand der MLFC-Messungen im Behandlungsraum berechneten Tiefendosiskurve. Die Dosis ist auf 1 normiert.

Das heißt, die Kurven schneiden sich bei 80 % des hinteren Dosisabfalls (distaler Dosisabfall). Das ermöglicht einen besseren Vergleich hinsichtlich der Form der TDK und dabei vor allem des distalen Abfalls, aber auch des Anstiegs des *Bragg*-Peaks. Die Neigung des Plateaus, bzw. der Schnittpunkt mit der Ordinatenachse ist durch den Parameter ϵ , siehe Formel 4.7, bestimmt.

In Abbildung 4.15 zeigt sich, dass der distale Abfall beider *Bragg*-Peaks sehr gut übereinander liegt. Zum Vergleich ist die Differenz der beiden Kurven ebenfalls in Abbildung 4.15 als rote Linie dargestellt.

Die Differenzkurve, deren höchster Punkt bei etwa 10 % (0,1 in der Abbildung) liegt, sieht einer *Bragg*-Kurve niedrigerer Energie ähnlich. Dabei hat sie eine um etwa 1 mm geringere Wasserreichweite als die TDK. Das lässt den Schluss zu, dass einige Protonen einen Teil ihrer Energie verlieren und zwar bei Wasserphantommessungen berücksichtigt werden, nicht jedoch bei MLFC-Messungen. Das kann mehrere Gründe haben. Zum einen kann der Energieunterschied so groß sein, dass die Protonen der niedrigeren Energie nicht bis in den Folienstapel gelangen und somit von dem MLFC nicht gemessen werden können. Zum anderen kann die Intensität des Signals, das die Protonen niedrigerer Energie hervorrufen zu gering sein, um bei der MLFC-Messung einen deutlich erkennbaren zweiten Reichweitenpeak zu erzeugen. Oder die Energiedifferenz ist so gering, dass der im MLFC gemessene *Gauß*-förmige Reichwei-

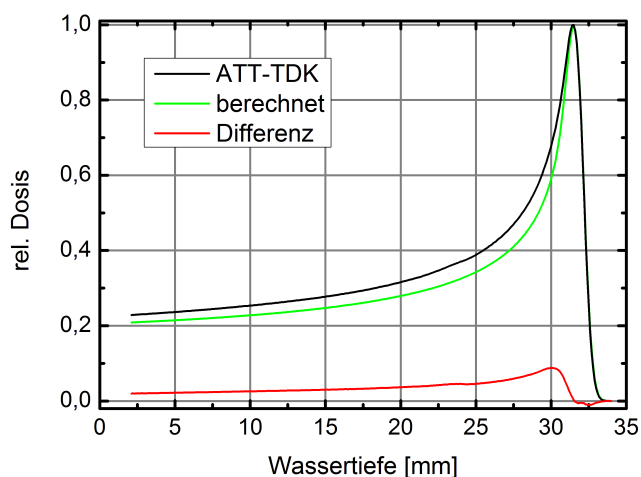


Abb. 4.15: Vergleich der mit dem Wasserphantom gemessenen Tiefendosiskurve des Therapiestrahls (ATT-TDK) und der anhand der MLFC-Messungen berechneten Tiefendosiskurve, wobei die Reichweite so angepasst wurde, dass sich die Kurven bei 80 % der Dosis des distalen Abfalls schneiden. Die Differenz der beiden Kurven ist ebenfalls dargestellt und hat ihr Maximum bei etwa 10 % bzw. 0,1. Die Dosis ist auf 1 normiert.

tenpeak lediglich etwas breiter wird, aber kein zweiter Peak erkannt werden kann.

Es befinden sich zwei Typen von Elementen im Strahlrohr, die prinzipiell eine solche Diskrepanz erzeugen könnten. Der erste Typ ist das im Strahlrohr im Therapieraum befindliche Fadenkreuz, das zur Positionskontrolle des Patientenauges im Röntgenbild benötigt wird. Es besteht aus Kupferdrähten einer Stärke von 0,3 mm. Protonen, die durch diese Kupferdrähte hindurchdringen, verlieren einen geringen Teil ihrer Energie, was eine Erklärung für die Differenzen der TDK wäre. Der zweite Typ sind Blenden aller Art, die sich im Strahlrohr befinden. Es kann passieren, dass einige Protonen am Beginn einer Blende in die Blendenöffnung eintreten, jedoch am Ende der Blende in die Blendenwand gelangen und dabei aber nicht absorbiert werden. Der Strahl „kratzt“ somit an der Blende und dadurch verlieren einige Protonen Energie.

Um das zu untersuchen, wurde das Fadenkreuz und die eine fahrbare Blende aus dem Strahlengang entfernt. Anschließend wurde die TDK erneut mit dem Wasserphantom gemessen und mit der TDK verglichen, die mit Fadenkreuz und Blende aufgenommen wurde. Abbildung 4.16 zeigt diesen Vergleich der beiden TDK. Es zeigt sich eine ähnliche Differenz wie in Abbildung 4.15, jedoch

ist der Differenz-Peak nur halb so hoch (bei etwa 5 %). Messungen, bei denen nur die Blende, bzw. nur das Fadenkreuz entfernt wurde, haben gezeigt, dass der wesentliche Anteil vom Fadenkreuz herrührt.

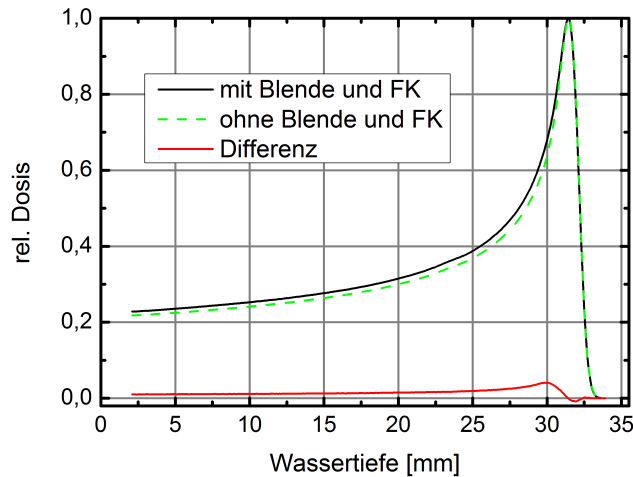


Abb. 4.16: Vergleich der mit dem Wasserphantom im Therapieraum gemessenen Tiefendosiskurven mit und ohne eingebautem Fadenkreuz (FK) und mit heraus- bzw. herein gefahrener Blende, sowie deren Differenzkurve, die ihr Maximum bei etwa 5 % bzw. 0,05 hat. Die Dosis ist auf 1 normiert.

Die *Markuskammer*, die zur Messung der TDK im Wasserphantom genutzt wird, hat eine kreisförmige Messfläche mit einem Durchmesser von 5,3 mm. Sie ist damit wesentlich kleiner als die MLFC-Messfläche mit einem Durchmesser von 10 cm. Die *Markuskammer* misst den zentralen Ausschnitt des Strahlfeldes (siehe Abbildung 4.17) auf einer Fläche von 22 mm². Der Flächenanteil, der von dem Fadenkreuz überdeckt wird, beträgt dabei rund 15 % der Fläche der *Markuskammer*. Der MLFC deckt den gesamten Strahlfleck von etwa 1960 mm² ab und der Flächenanteil, der dabei vom Fadenkreuz überdeckt wird, beträgt etwa 1,5 %. Die Intensität der Messsignale verhält sich entsprechend der Verhältnisse der Flächenanteile. Die Protonen, die das Fadenkreuz durchdringen, würden somit im MLFC ein *Gauß*-förmiges Signal erzeugen, dessen Schwerpunkt etwa 1 mm (in Wassertiefe) vor dem Schwerpunkt des Signals der anderen Protonen liegt und dessen Amplitude mit dem Faktor 0,015 gestaucht ist. Die beiden Schwerpunkte liegen zu dicht zusammen (innerhalb von 2σ) um sie getrennt voneinander erkennen zu können, zumal die Intensität zu gering ist, um das Signal vom Untergrundrauschen zu trennen.

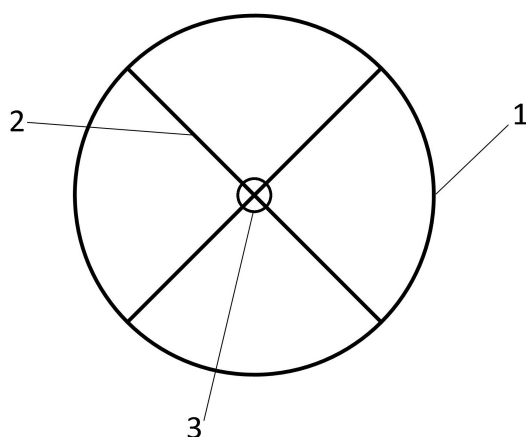


Abb. 4.17: Skizze des Fadenkreuzes (2) vor dem Strahlenfeld (1) mit gekennzeichnete Messfläche (3) der *Markuskammer*

Es hat sich gezeigt, dass die Differenz zwischen der berechneten TDK und der gemessenen TDK in Abbildung 4.15 nicht ausschließlich von der Blende und dem Fadenkreuz herrührt. Daher wurden weitere Untersuchungen durchgeführt. Um sicher zu gehen, dass der Strahl nicht an einem anderen Element im Strahlpfad „kratzt“, wurde im Experimentierraum TW ein Aufbau realisiert, der es ermöglicht, mit einem fokussierten Strahl bis in den Experimentierraum TW zu gelangen. Der Strahl wird erst nach dem Strahlrohrfenster aufgestreut, um eine TDK-Messung mit dem Wasserphantom zu ermöglichen.

Die im Experimentierraum TW gemessene TDK (TW-TDK) wird in Abbildung 4.18 mit der im Therapieraum gemessenen TDK (ATT-TDK) verglichen. Auch hier zeigt sich eine Differenz ähnlich der in Abbildung 4.15, aber sie ist nicht groß genug, um die Differenz in Abbildung 4.15 komplett zu erklären.

Die im Experimentierraum TW gemessene TDK wird in Abbildung 4.19 mit einer berechneten TDK verglichen, die auf Messdaten des MLFC bei gleichem Aufbau im Experimentierraum TW basiert. Es zeigt sich eine Differenz wie in Abbildung 4.15, sie ist aber geringer. Das ist ein erneuter Hinweis darauf, dass sie nicht allein durch das Fadenkreuz oder ähnliches erklärt werden kann.

Die gemessene TDK ist zusammengesetzt aus den Dosisanteilen der primären und sekundären Protonen, sowie einigen weiteren sekundären Teilchen, die bei Kernreaktionen entstehen können. Diese sekundären Teilchen werden im Modell nur durch eine Näherung berücksichtigt. In Abbildung 4.20 sind die Dosisanteile der primären Protonen und sekundären Teilchen dargestellt.

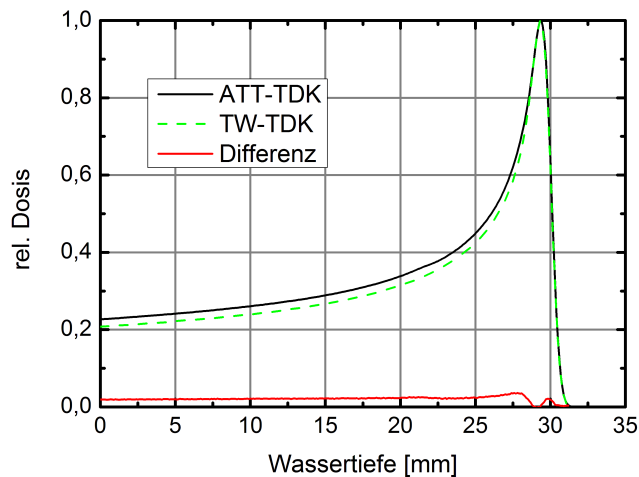


Abb. 4.18: Vergleich der Standardtiefendosiskurve der Therapie (ATT-TDK), gemessen im Therapieraum, mit der im Experimentierraum TW gemessenen Tiefendosiskurve (TW-TDK) des zunächst fokussierten und erst unmittelbar vor dem Wasserphantom aufgestreuten Strahls. Die Differenzkurve, die ihr Maximum bei etwa 5 % bzw. 0,05 hat, ist ebenfalls dargestellt. Die Dosis ist auf 1 normiert.

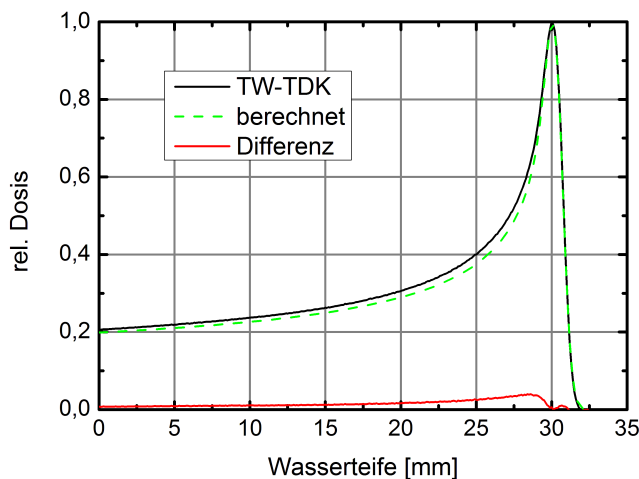


Abb. 4.19: Vergleich der im Experimentierraum mit dem Wasserphantom gemessenen Tiefendosiskurve (TW-TDK) mit der anhand der entsprechenden MLFC-Daten berechneten Tiefendosiskurve mit dargestellter Differenzkurve, deren Maximum bei etwa 5 % bzw. 0,05 liegt. Die Dosis ist auf 1 normiert.

Diese Abbildung wurde von H. Paganetti veröffentlicht [68] und zeigt die Dosisanteile für einen 160 MeV Protonenstrahl. Prinzipiell gilt dies genauso für eine Energie von 68 MeV. Dabei zeigt sich, dass der Dosisanteil der Sekundärteilchen, vor allem der α -Teilchen, an der TDK eine ähnliche Form hat,

wie die Differenz zwischen gemessener und berechneter TDK. Die Intensität stimmt aber nicht überein. α -Teilchen tragen einen Anteil von etwa 0,1 % zur Gesamtdosis bei und die Differenz liegt im Bereich von bis zu 5 %. Somit ist die Näherung des Modells ausreichend und die Diskrepanzen können nicht auf die Sekundärteilchen zurückgeführt werden.

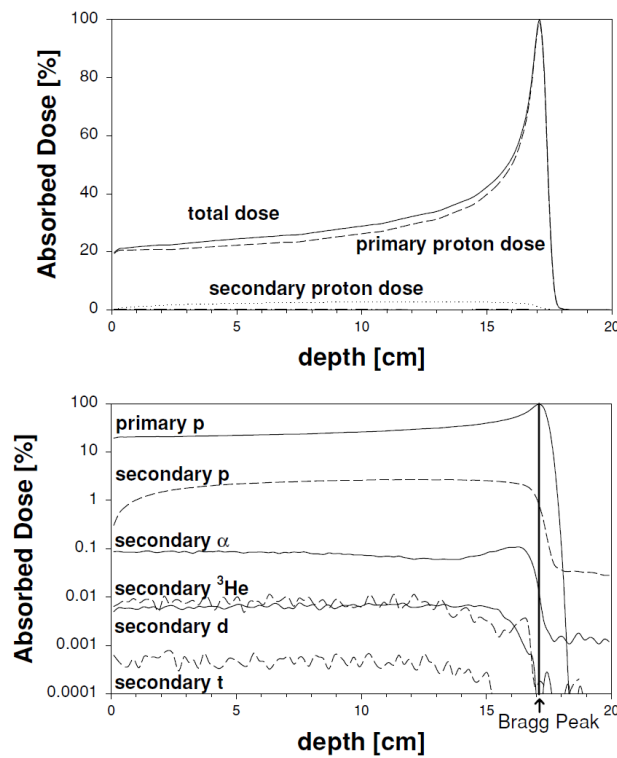


Abb. 4.20: TDK für 160 MeV Protonen und deren Zusammensetzung anhand der verursachenden primären und sekundären Teilchen in linearer (oben) und logarithmischer Darstellung (unten) aus [68].

Fazit

Es hat sich gezeigt, dass die Kombination aus Messungen mit dem MLFC und dem Modell zur Berechnung von *Bragg*-Kurven gute Ergebnisse liefert. Vor allem die Form des distalen Dosisabfalls der *Bragg*-Kurve entspricht der Messung, wenngleich die analytische Rechnung keine exakten Übereinstimmungen mit der Messung liefert. Dadurch kann die tatsächliche Dosismessung im Wasserphantom nicht komplett durch den MLFC und die analytische Tie-

fendosiskurve ersetzt werden. Auch aus Gründen der Qualitätskontrolle muss in regelmäßigen Abständen die tatsächliche TDK in Wasser gemessen werden.

Das Modell zeigt geringe Abweichungen, die jedoch verständlich sind. Denn es müssen einige vereinfachende Annahmen getroffen werden, soll eine schnelle analytische Rechnung ermöglicht werden. Die notwendige Häufigkeit für lange Wasserphantommessungen könnte jedoch reduziert werden. So ist eine Anwendung des MLFC und des Modells zur schnellen Überprüfung der Tiefendosiskurve denkbar, wenn bei dem konkreten Aufbau der Energiebereich enger beschränkt wird, beispielsweise auf 60 MeV bis 63 MeV, also nur auf die maximale Strahlenergie der Therapie. Dadurch wird nur ein einfacher Vorabsorber mit einer festen Dicke benötigt. Dieser Absorber ließe sich sehr präzise fertigen und die wasseräquivalenten Dicken recht einfach bestimmen, da diese sich in dem kleinen Energiebereich nicht wesentlich unterscheiden. Das gesamte System kann gegen das Wasserphantom kalibriert werden. Dadurch werden die Abweichungen der Reichweitenbestimmung erheblich reduziert. Wird bei der monatlichen bzw. wöchentlichen Konstanzprüfung die TDK mit dem Wasserphantom und parallel dazu durch den MLFC bestimmt, ergibt sich daraus die Möglichkeit nach einem ungewollten Ausfall des Beschleunigers die TDK mit dem MLFC sehr schnell zu bestimmen. Durch den Vergleich mit der Messung aus der Konstanzprüfung kann dann geschlossen werden, ob es Veränderungen gibt oder nicht.

4.3.2 Messung von aufgeweiteten *Bragg*-Kurven

Bisher wurde mit dem MLFC ausschließlich ein monoenergetischer Protonenstrahl vermessen. Das heißt, der Strahl hatte eine einfache *Bragg*-Kurve (Single-*Bragg*-Peak, SBP) als TDK. Diese *Bragg*-Kurve wird während der Konstanzprüfungen oft gemessen, aber wesentlich häufiger wird die TDK des reichweitenmodulierten Strahls, also die aufgeweitete *Bragg*-Kurve (Spread-Out-*Bragg*-Peak, SOBP) gemessen. Dies geschieht vor der Bestrahlung jedes Patienten, da die konkrete Aufweitung individuell für jeden Patienten vorgenommen wird und dementsprechend für jeden Patienten kontrolliert werden muss (siehe Kapitel 2.3.2 und 2.3.3). Abbildung 4.21 zeigt, wie sich eine aufgeweitete TDK zusammensetzt. Sie ergibt sich aus der Überlagerung einzelner

SBP mit jeweils niedrigerer Reichweite bzw. Energie. Erzeugt wird diese TDK mit einem Modulatorrad (siehe Abbildung 2.28 in Kapitel 2.3.3).

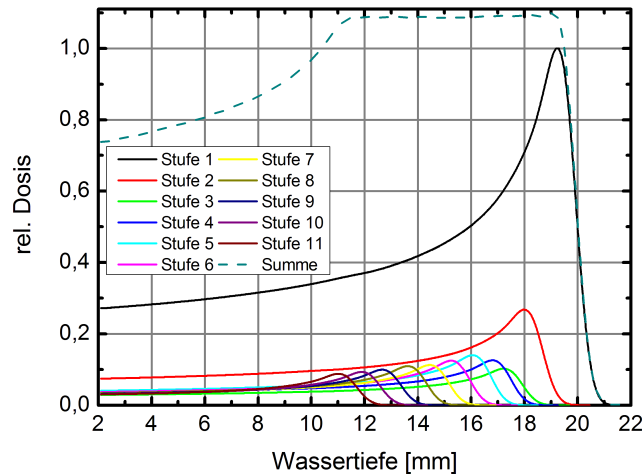


Abb. 4.21: Skizze der Zusammensetzung der aufgeweiteten Tiefendosiskurve. Sie ergibt sich aus der Überlagerung (Summe) vieler einzelner *Bragg*-Kurven, die durch ein Modulatorrad erzeugt werden. In dieser Form wird der Protonenstrahl zur Therapie genutzt. Hier ist die Dosis der einfachen Tiefendosiskurve (Stufe 1) auf 1 normiert.

Es gibt eine Bibliothek von ca. 100 Modulatorrädern am HZB, um alle benötigten Reichweiten und Modulationen abzudecken. Die Modulation ist der Bereich des erzeugten Dosisplateaus zwischen 90 % (des Anstiegs) und 90 % (des Abfalls). Ein Modulatorrad besteht aus Plexiglas und hat acht identische Stufenkaskaden. Jede Stufenkaskade besteht aus bis zu 32 Stufen. Das Modulatorrad wird so im Strahlengang positioniert, dass der Strahl durch die Stufenkaskaden gelangt, während sich das Modulatorrad dreht. Dadurch wird der Strahl an jeder Stufe entsprechend ihrer Dicke abgebremst. So entstehen die vielen unterschiedlichen *Bragg*-Kurven, deren Überlagerung die aufgeweitete *Bragg*-Kurve ergibt. Je nach verwendetem Modulatorrad wird der aufgeweitete Bereich kürzer oder länger, es wird dann von einer unterschiedlich langen Modulation des Strahls gesprochen.

Durch die Notwendigkeit, die Modulation vor jeder einzelnen Bestrahlung eines Patienten zu überprüfen, eröffnet sich ein weiteres Anwendungsfeld für den MLFC. Wenn der MLFC zu Kontrollmessungen der Modulation eingesetzt werden kann, lässt sich dadurch insgesamt viel Zeit sparen, selbst wenn

die einzelne Messung nur wenig schneller ist, weil Konstanzprüfungen sehr oft durchgeführt werden müssen. Grundsätzlich ist ein Messsystem, das gleichzeitig an vielen Punkten misst (wie beim MLFC in jedem Kanal) schneller bei der Aufnahme eines Tiefenprofils, als ein Messsystem, das nur an einem Punkt zur selben Zeit misst (*Markuskammer* im Wasserphantom). Bisher erfolgt die Überprüfung der Modulation mit einem Phantom aus Plexiglas. Dieses Phantom besteht aus einer *Markuskammer* an einer festen Position, vor der sich ein Reichweitenschieberrad aus Plexiglas befindet, ähnlich dem Reichweitenschieber aus Kapitel 3.5.1. Statt die *Markuskammer* durch die einzelnen Punkte der TDK zu bewegen, wird quasi die TDK über die *Markuskammer* bewegt. Dabei wird die wasseräquivalente Schrittweite angepasst. Im Bereich der maximalen Reichweite, also des distalen Dosisabfalls, beträgt die Schrittweite 0,1 mm. Im Plateau der aufgeweiteten TDK beträgt sie 0,5 mm und im Bereich des Dosisanstiegs 0,2 mm. Es ist also auch eine schrittweise Messung, wenngleich sie nicht so viel Zeit in Anspruch nimmt, wie die Messungen mit dem Wasserphantom, weil die Schrittweiten angepasst und damit die notwendige Anzahl an Schritten minimiert wurde. Die Messzeit pro Schritt beträgt in beiden Fällen etwa eine Sekunde.

Da der MLFC jedoch nicht die Dosis, sondern die differentielle Fluenz misst, also die gestoppten Protonen, unterscheiden sich die Messkurven von der TDK, wie es in Abbildung 3.2 in Kapitel 3.1 dargestellt ist. Dabei besteht der ausgedehnte *Bragg*-Peak, wie in Abbildung 4.21 gezeigt, aus mehreren einzelnen *Bragg*-Kurven unterschiedlicher Reichweite und Intensität. Die dazugehörigen differentiellen Fluenzen müssten sich hinsichtlich der Intensität und Reichweite genauso verhalten. Dadurch ist zu erwarten, dass vor allem die Intensität der Messsignale im MLFC zu niedrig ist. Denn schon bei einem nicht aufgeweiteten Protonenstrahl beträgt die Amplitude des im MLFC gemessenen Tiefenprofils nur um die 20 pA (etwa 5 % des gesamten Strahlstromes). Im aufgeweiteten Fall sind die zu erwartenden Intensitäten noch geringer, da die Protonen auf die einzelnen *Bragg*-Kurven „aufgeteilt“ werden, sich aber die Gesamtmenge an Protonen bzw. der Gesamtstrom nicht ändert.

Für jedes Modulatorrad ist tabelliert, um welchen Betrag sich die Reichweite (in Wasser) der einzelnen *Bragg*-Kurven durch jede einzelne Stufe verringert. Außerdem sind die Faktoren, um die sich die Intensität der einzelnen *Bragg*-

Tab. 4.9: Reichweitenverschiebung Δx und Intensitätsfaktoren a_I der 11 Stufen des Modulatorrades 47 für die Reichweitenschieberstellung von 14,5 mm. Die erste Stufe entspricht Luft, also den freien Bereichen im Modulatorrad.

Stufe	Δx [mm]	a_I
1	0,000	1,0000
2	1,238	0,2680
3	2,013	0,1026
4	2,430	0,1259
5	3,182	0,1403
6	3,980	0,1250
7	4,778	0,1128
8	5,611	0,1097
9	6,568	0,0997
10	7,335	0,0934
11	8,215	0,0882

Kurven verringert, in Abhängigkeit der gewählten Reichweitenschieberstellung tabelliert. In Tabelle 4.9 sind diese Intensitätsfaktoren a_I und die Reichweitenverschiebung Δx für alle 11 Stufen des Modulatorrades 47 bei einer Reichweitenschieberdicke von 14,5 mm angegeben.

Anhand der Daten aus Tabelle 4.9 können aus der mit dem MLFC gemessenen Kurve des Strahls ohne das Modulatorrad die zu erwartenden einzelnen Reichweitenprofile berechnet werden. Dazu wird das gemessene Reichweitenprofil jeweils um Δx verschoben und um den entsprechenden Faktor a_I gestaucht. So ergeben sich neben dem ursprünglichen Profil (Stufe 1) 10 weitere (Stufe 2-11). In Abbildung 4.22 ist das entsprechende Ergebnis dargestellt. Hinzu kommt die Summation der einzelnen Profile, die die zu erwartende MLFC-Messkurve darstellt.

Der gemessene MLFC-Datensatz deckt einen Bereich von etwa 16 mm bis 22 mm Wassertiefe ab. Die ausgedehnte *Bragg*-Kurve überdeckt jedoch einen Bereich bis unter 10 mm Wassertiefe. Im MLFC-Datensatz wurde im Reichweitenbereich unterhalb von 16 mm Wassertiefe ein relatives Signal von 0,03 (3% des Maximalsignals) angenommen. Das entspricht etwa dem letzten gemessenen Wert bei der Wasserreichweite von 16 mm. Dadurch wird berücksichtigt,

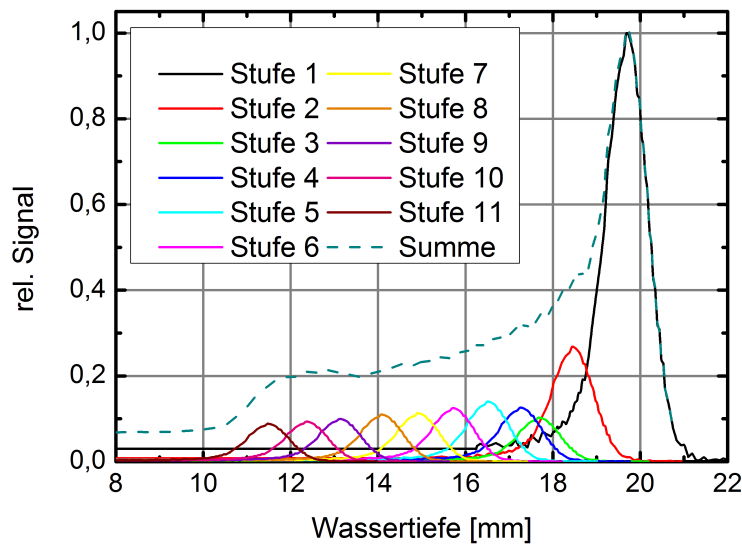


Abb. 4.22: Darstellung der zu erwartenden Messkurve, wenn der Strahl mit Modulatorrad 47 aufgeweitet und mit dem MLFC vermessen wird. Die Kurve „Stufe 1“ ist das Messergebnis des MLFC ohne Modulatorrad 47. Die anderen Kurven (Stufe 2-11) basieren auf dem Datensatz der Stufe 1 und wurden entsprechend der Werte aus Tabelle 4.9 verschoben und angepasst. Die Messwerte wurden auf 1 normiert.

dass die differentielle Fluenz in dem Reichweitenbereich von 8 mm bis 16 mm Wassertiefe nicht gleich null ist (siehe Abbildung 3.2 in Kapitel 3).

Da sich die zu erwartende Messkurve, entsprechend der Modulation des verwendeten Rades, über einen Wassertiefenbereich erstreckt der größer ist, als der vorgestellte MLFC in einer Messung mit einer Absorbersystemstellung abdecken kann, erfolgte die Messung in Etappen. Konkret waren sieben Messungen mit jeweils einer anderen Absorbersystemeinstellung notwendig. Jede Messung wurde in Einheiten der Wasserreichweite durchgeführt. Da sich die einzelnen Reichweitenbereiche des Absorbersystems teilweise überdecken, wurden von jeder Messung lediglich die Daten der Kanäle 10 bis 38 verwendet und aneinander gesetzt, um die Darstellung übersichtlich zu halten. Diese Beschränkung verhindert zu viele Messpunkte bei gleicher Wassertiefe. In Abbildung 4.23 ist das Ergebnis der Messung und die Summationskurve aus Abbildung 4.22 dargestellt. Beide Kurven stimmen sehr gut überein.

Zur besseren Übersicht sind in Abbildung 4.24 die Ergebnisse dieses Abschnitts vergleichend gegenübergestellt. Es wurde gezeigt, dass mit dem MLFC

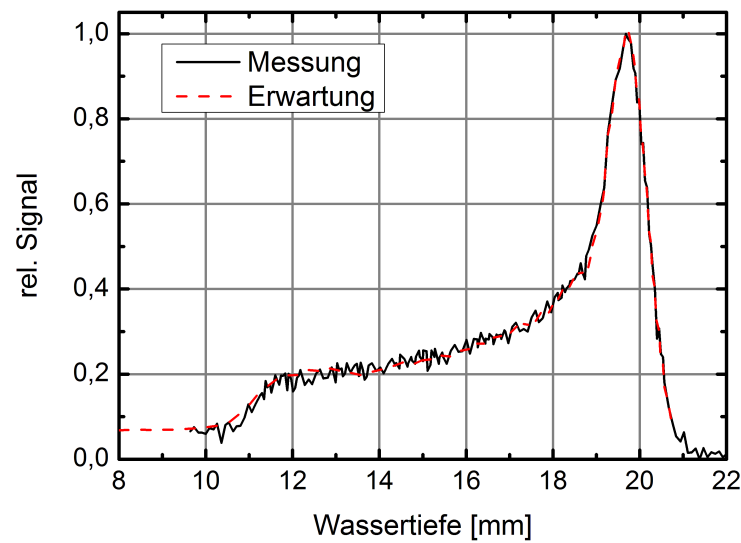


Abb. 4.23: Vergleich der erwarteten (berechneten) Kurve des aufgeweiteten Strahls und der mit dem MLFC gemessenen Kurve. Die Messwerte wurden auf 1 normiert.

auch die geringen Signale der kleineren Protonen-Peaks zu messen sind. Da für jedes Modulatorrad eine zu erwartende MLFC-Messkurve anhand der Verschiebungsdaten und Intensitätsfaktoren eines Modulatorrades berechnet werden kann und diese, wie gezeigt, mit der tatsächlichen MLFC-Messung übereinstimmt, kann eine eindeutige Zuordnung von Modulatorrad und Messkurve erfolgen.

Somit ist ein MLFC-Aufbau in der Lage, die Modulation und Reichweite in einer Messung zu überprüfen. Denn die Messkurven des MLFC lassen sich eindeutig einer bestimmten Modulation und Reichweite zuordnen. Dabei zeigt sich ein Vorteil in der Geschwindigkeit. Eine Messung der aufgeweiteten TDK im Wasserphantom, wie in Abbildung 4.24 (f) dargestellt, dauert etwa 5 min bis 10 min, wohingegen eine Messung (wie in Abbildung 4.24 (e)) mit dem MLFC, genügend Kanäle vorausgesetzt, in weniger als einer Minute erfolgt.

Abbildung 4.25 zeigt die Messergebnisse für drei unterschiedliche Modulatorräder bei gleicher Reichweiteschieberstellung. Der Unterschied in den Modulationen des Protonenstrahls ist deutlich zu erkennen.

Der MLFC wurde bereits in Verbindung mit tatsächlichen Kontrollmessungen eingesetzt. So zeigt Abbildung 4.26 (b) die im Wasserphantom gemessene TDK einer Patientenbestrahlung [33]. Hier wurde das Modulatorrad 25 bei der Reichweiteschiebereinstellung von 6,0 mm eingesetzt um die TDK entspre-

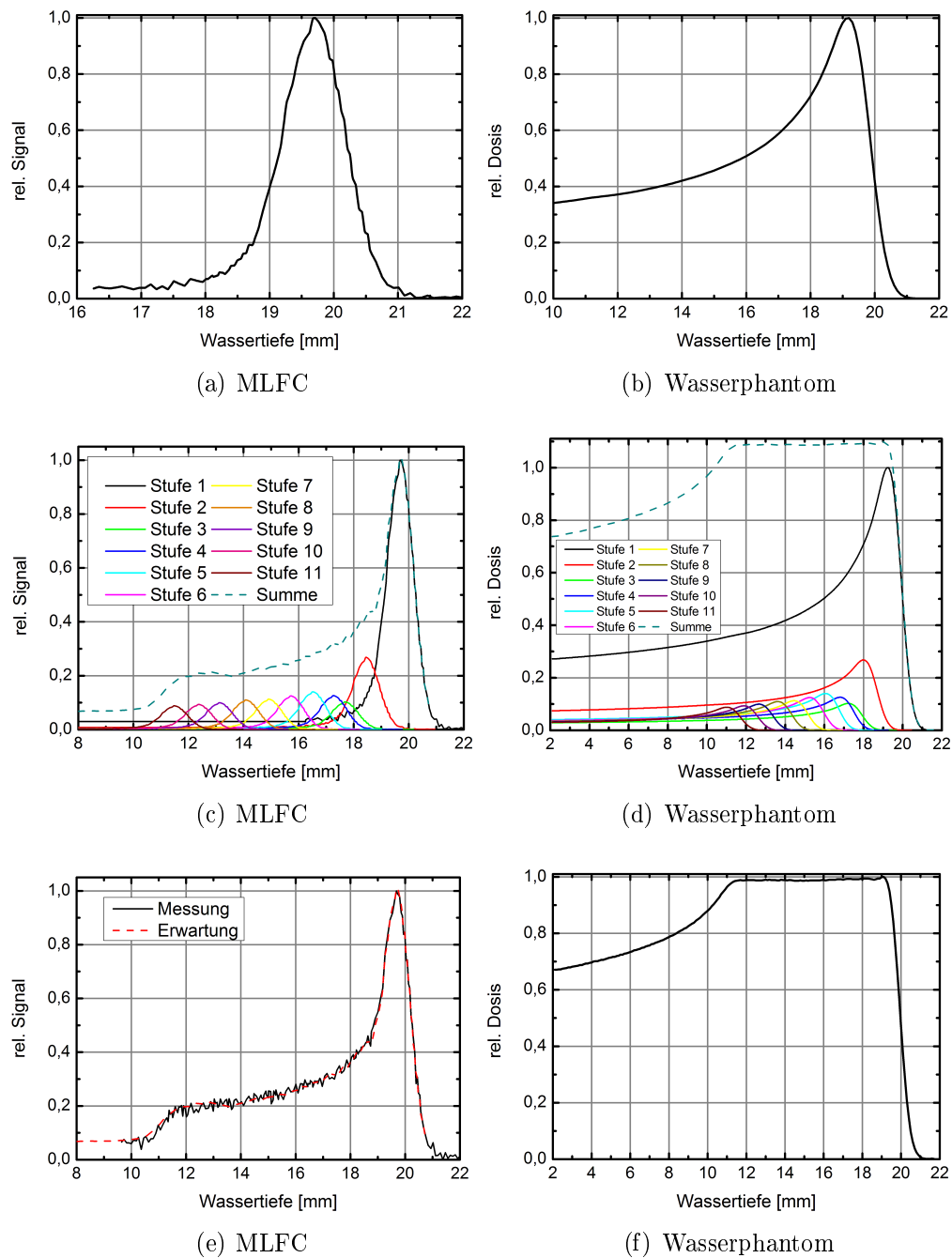


Abb. 4.24: Dargestellt ist das Ergebnis der MLFC-Messung ohne das Modulatorrad 47 (a) und der gleichen Messung mit dem Wasserphantom (b), die berechnete Zusammensetzung der aufgeweiteten *Bragg*-Kurve für den MLFC (c) und das Wasserphantom (d) und die tatsächliche Messkurve von Rad 47 im MLFC (e) sowie im Wasserphantom (f).

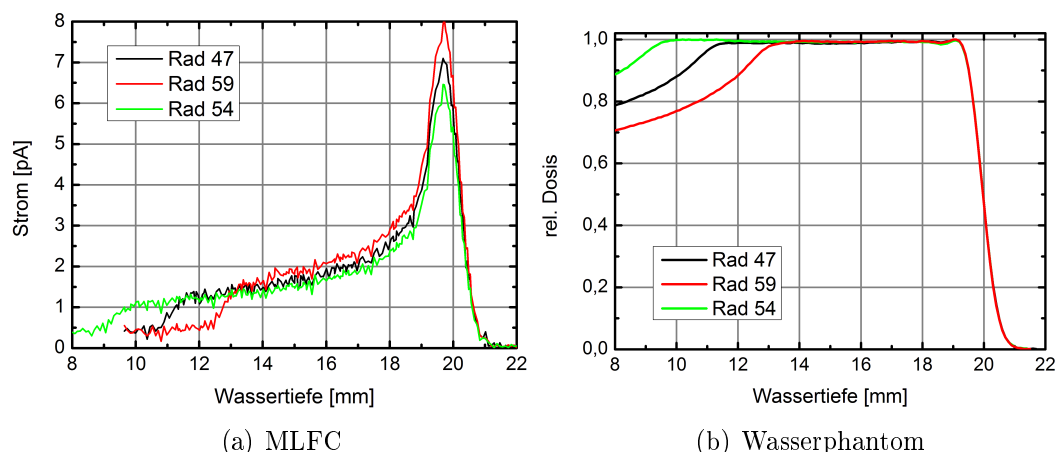


Abb. 4.25: Vergleich der mit dem MLFC gemessenen Reichweitenprofile (a) und der mit dem Wasserphantom gemessenen Tiefendosisprofile für verschiedene Modulatorräder (Rad 47, 54 und 59) unterschiedlicher Modulation. In (a) sind die tatsächlichen Stromwerte gezeigt, bei einer normierten Darstellung liegen die Kurven entsprechend übereinander. In (b) wurde die Dosis auf 1 normiert.

chend aufzuweiten. Das Rad 25 erzeugt dabei eine Modulation von 10 mm in Wasser. In Abbildung 4.26 (a) ist das Messergebnis des MLFC für diese Strahleneinstellung dargestellt. Um zu verdeutlichen, wie sich Fehler bei der Auswahl des Modulatorrades oder der Reichweitenschiebereinstellung auswirken, wurden dementsprechende Messungen durchgeführt. In Abbildung 4.26 (c) wurde die Reichweitenschiebereinstellung von 6,0 mm auf 5,4 mm verändert. Dieser Fall wäre denkbar, wenn der Reichweitenschieber unbeabsichtigt auf der vorherigen Patienteneinstellung belassen wurde. Der Unterschied in der Reichweite äußert sich vor allem in der Lage des großen Peaks. In Abbildung 4.26 (d) wird das Ergebnis der Messung für ein falsches Modulatorrad gezeigt. Das verwendete Modulatorrad erzeugt die nächst kleinere Modulation im Vergleich zu Rad 25. Ein solcher Fall könnte daher rühren, dass das Rad verwechselt wurde, da es aufgrund der ähnlichen Modulation auch ähnlich aussieht (ähnliche Größe und Gewicht). Bereits ein solcher Modulationsunterschied von 0,9 mm spiegelt sich in der Messung wieder.

Es ist denkbar einen entsprechend angepassten MLFC-Aufbau zukünftig zur gleichzeitigen Kontrolle der Reichweite und Modulation des Protonenstrahls vor jeder Patientenbestrahlung einzusetzen. Prinzipiell ist das möglich, auch

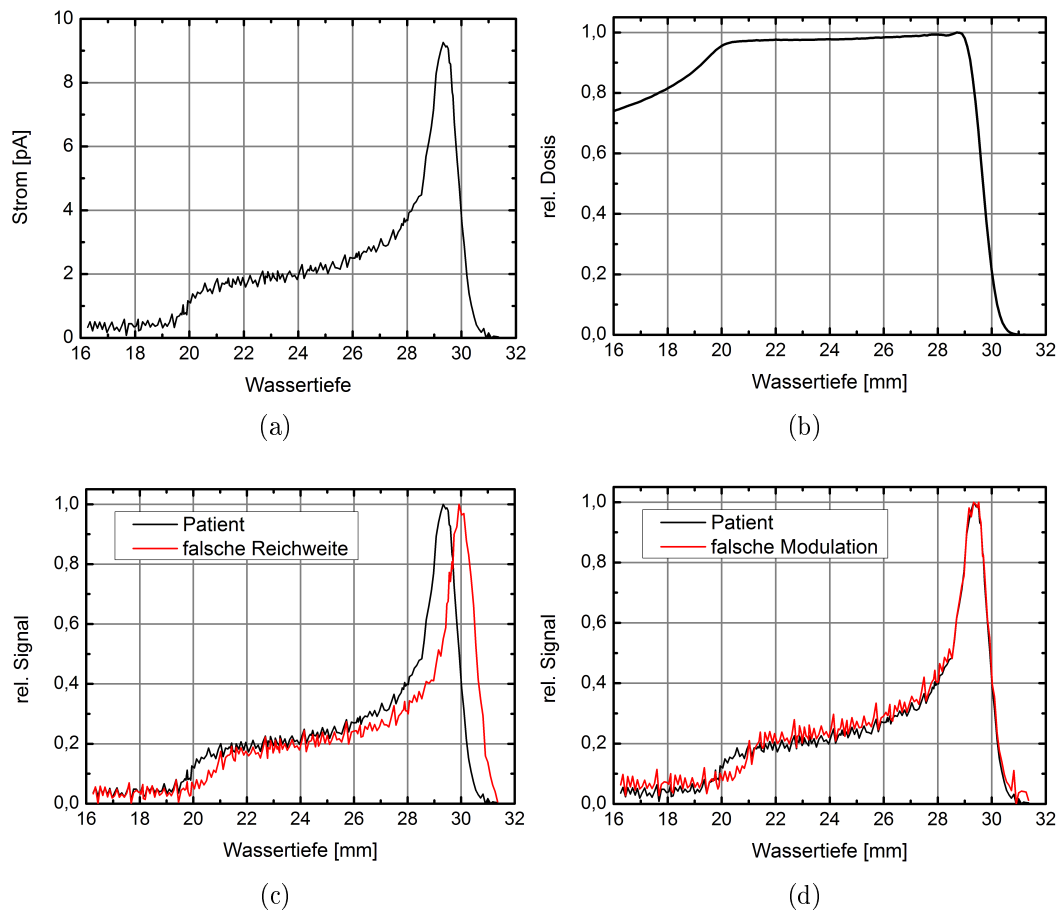


Abb. 4.26: Vergleich der MLFC-Messung einer Strahleinstellung für einen Patienten (a) mit der Messung im Wasserphantom (b). Die Modulation beträgt 10 mm und der Reichweitenschieber steht auf dem Wert 6,0 mm. (c) zeigt, wie sich eine falsche Reichweitenschiebereinstellung auf die MLFC-Messung auswirkt und (d) zeigt das Ergebnis der MLFC-Messung eines falschen Modulatorrades im Vergleich mit der Messung der korrekten Patienteneinstellungen. Bis auf (a) wurden die Dosis und die Signale auf 1 normiert.

wenn die gemessenen Ströme im einfachen pA-Bereich liegen und damit sehr gering sind. In Abbildung 4.25 (a) sind die Kurven nicht normiert, um die tatsächlich gemessenen Stromwerte zu verdeutlichen. Gerade der interessante erste Anstieg bei niedrigen Wassertiefewerten liegt im Bereich von einem pA. Trotz der geringen Intensität zeigt sich dieser Anstieg sehr deutlich. Zu beachten ist dabei, dass die Messwerte schon untergrundbereinigt sind, also von jedem Messwert ein Untergrundwert abgezogen wurde. Diese Untergrundwerte

sind teilweise bis zu 50 pA groß. Je geringer also der Messwert ist, desto stärker wird er vom Rauschen beeinflusst. Da die Untergrundströme zeitlich nahezu konstant sind, werden dennoch über diese Messmethode sehr gute Ergebnisse erzielt. Zusätzlich kann auch eine längere Messzeit (beispielsweise 60 s statt 30 s) und die damit verbundene höhere Statistik, also mehr Messwerte für die Mittelwertbildung, die Signalqualität verbessern, weil sich das Untergrundrauschen heraus mittelt.

Wenn der Aufbau so angepasst wird, dass ein Verfahren des Vorabsorbers nicht notwendig ist, sondern der MLFC den entsprechenden Reichweitenbereich mit einer Messung abdeckt, würde sich bei den Konstanzprüfungen viel Zeit einsparen lassen. Die augenscheinlichste Möglichkeit zur Erweiterung des Reichweitenbereichs ist eine Erhöhung der Folien- bzw. Kanalanzahl. Denkbar ist auch die Dicke der Folien zu erhöhen. Dadurch verschlechtert sich zwar tendenziell die Genauigkeit, weil pro Kanal ein größerer Tiefenbereich abgedeckt wird, aber gleichzeitig erhöht sich die Intensität der Signale, da mehr Protonen in einem Kanal gestoppt werden. Dadurch kann wiederum die Messzeit verringert werden, da sich die Signale deutlicher vom Rauschen abheben.

Der derzeitige MLFC-Aufbau hat somit gezeigt, dass das Prinzip des MLFC eine schnelle und genaue Kontrolle der Reichweite und Modulation des Protonenstrahls in der Augentumorthherapie ermöglicht. Damit hat er das Potential, die Zeit pro Patient, die für Konstanzprüfungen benötigt wird, zu reduzieren und dadurch die Therapie zu verbessern.

4.4 Weitere Entwicklungsmöglichkeiten

Der bisher beschriebene Aufbau des MLFC zeigt sein Potential, sowohl für die Augentumorthherapie als auch für andere Anwendungsbereiche ein nützliches Instrument zu sein. Er liefert sehr gute Ergebnisse und dennoch lohnt es sich, über Entwicklungsmöglichkeiten nachzudenken.

Verringerung der Fehler

Eine Messmethode ist nur so gut wie ihre Fehler. Auch geringe Fehler können prinzipiell weiter verringert werden. Das ist meist eine Frage der Bilanz von Aufwand und Nutzen. Beim vorgestellten MLFC-Aufbau liegen die Fehler im

Wesentlichen in der Bestimmung der Materialdicken und in der Verknüpfung der Materialien mit der Energie. Eine Variante, wie die Dicken des Absorbersystems, genauer gesagt des Doppelkeils des Absorbersystems, vermessen werden können, stellt das Wasserphantom dar. Durch Messungen der TDK mit und ohne Absorber, bzw. für die einzelnen Keilpositionen des Absorbersystems, kann die jeweilige wasseräquivalente Dicke für die verwendete Strahlenenergie bestimmt werden. Anhand der Formel 3.1 in Kapitel 3.2 wird damit auf die tatsächliche Aluminiumdicke zurückgerechnet. Im Rahmen der Untersuchung der Fehler des vorgestellten MLFC-Aufbaus wurden solche Messungen für den Keil des Absorbersystems durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.10 aufgelistet. Die Wasserphantommethode ist etwas genauer als die Vermessung des Keils mit der Schiebelehre und anschließende Berechnung der Dickenwerte jeder Keilposition. Jedoch überdecken sich die berechneten und gemessenen Werte innerhalb ihrer Fehler, weshalb die entstandenen Fehler als eher gering einzustufen sind. Dennoch empfiehlt es sich, bei einer erneuten Berechnung der Verknüpfung von Kanalnummern mit Energie- bzw. Wassereichweitewerten für den Doppelkeil, die Messwerte der Wasserphantommessungen zu verwenden. Die Treppe hingegen kann effektiver und exakter mit einer Schiebelehre vermessen werden, da sie nur rechtwinklige Kanten aufweist und dadurch auch genauer gefertigt werden kann als ein Doppelkeilsystem.

Tab. 4.10: Vergleich der in Kapitel 3.5.2 berechneten und verwendeten Werte für die Aluminiumdicken $D_{berechnet}$ des Doppelkeils des Absorbersystems mit den Werten $D_{Messung}$, die auf der Wasserdickenmessung aus Kapitel 3.5.2 basieren. Die Fehler von $D_{Messung}$ basieren auf der Schrittweite von 0,1 mm in Wasser und wurden über Formel 3.1 entsprechend umgerechnet.

Keilstellung	$D_{berechnet}$ [mm]	$D_{Messung}$ [mm]
1	$6,3 \pm 0,1$	$6,31 \pm 0,05$
2	$5,6 \pm 0,1$	$5,57 \pm 0,05$
3	$4,8 \pm 0,1$	$4,74 \pm 0,05$
4	$4,0 \pm 0,1$	$3,92 \pm 0,05$
5	$3,15 \pm 0,1$	$3,09 \pm 0,05$

Nach der Ermittlung der Fehler des MLFC ergab sich der Verdacht, dass Abweichungen der Foliendicken eine Ursache der Fehler sein können. Dazu wurde die wasseräquivalente Dicke von 10 Kupferfolien a $10\text{ }\mu\text{m}$ und 16 Kaptonfolien a $25\text{ }\mu\text{m}$ mit dem Wasserphantom gemessen. Es ergab sich, dass die wasseräquivalente Dicke einer Kupferfolie ca. $1,5\text{ }\mu\text{m}$ zu groß ist. Die Kaptonfolien hingegen hatten eine etwa $1,1\text{ }\mu\text{m}$ zu geringe wasseräquivalente Dicke pro Folie. In der Summe gleicht sich dieser Unterschied fast aus. Auf jeweils 48 Folien hochgerechnet bleibt eine zu hohe wasseräquivalente Gesamtdicke von $19,2\text{ }\mu\text{m}$. Dieser Wert ist eine Größenordnung kleiner als der Fehler des MLFC-Aufbaus. Die untersuchten Folien sind jedoch nicht die Folien, die tatsächlich im MLFC verbaut sind. Daher kann diesbezüglich keine Aussage zum vorgestellten Aufbau getroffen werden. Für das zukünftige Aufbauen eines MLFC müssen jedoch die Herstellerangaben der Foliendicken entsprechend überprüft werden.

Eine weitere Möglichkeit, die Fehlerwerte des MLFC zu reduzieren, ist eine Optimierung der Anpassungsprozedur. Derzeit erfolgt die Anpassung der *Gauß*-Funktion an die Messdaten in LabVIEW 2011, innerhalb der automatischen Auswertung des Programms MLFC2.vi. Das ermöglicht eine Auswertung der Messkurven in Echtzeit im Messprogramm und ist damit zeitsparend. Bevor das Programm MLFC2.vi zur Verfügung stand, wurde für erste Auswertungen das Programm *OriginPro 3.5* verwendet. Es hat sich im Nachhinein gezeigt, dass die Anpassungsprozedur von *OriginPro 3.5* scheinbar genauer arbeitet. Zwar ist rein visuell kein wesentlicher Unterschied zwischen den Anpassungskurven auffällig, jedoch sind die Standardfehler bei *OriginPro 3.5* etwa halb so groß wie die Standardfehler bei LabVIEW 2011 (siehe Tabelle 4.11). Dabei ist nicht klar, ob *OriginPro 3.5* tatsächlich besser arbeitet, oder LabVIEW 2011 die Fehler nur konservativer angibt. In Tabelle 4.11 sind die wichtigsten Ergebnisse der *Gauß*-Anpassung beider Programme an den gleichen Messdatensatz dargestellt. Dabei zeigen sich neben unterschiedlichen Standardfehlern auch leichte Unterschiede in den konkreten Werten. Ziel einer zukünftigen Entwicklung kann es somit sein, die Anpassungsroutine zu optimieren.

Tab. 4.11: Vergleich der *Gauß*-Anpassung von LabVIEW 2011 und *OriginPro 3.5* anhand einer Messung der Eindringtiefe des Therapiestrahls und der wichtigsten Parameter der *Gauß*-Anpassung wie der Schwerpunkt x_c und der Breite σ . Auffällig ist der Unterschied der Standardfehler.

Fitparameter	LabVIEW 2011	<i>OriginPro 3.5</i>
x_c [mm]	$31,73 \pm 0,03$	$31,75 \pm 0,01$
σ [mm]	$0,54 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,01$

Erweiterung des Tiefenbereichs

Erster Ansatzpunkt einer grundlegenden Weiterentwicklung sollte es sein, einen Aufbau zu entwickeln, der entweder komplett ohne Absorber auskommt oder zumindest mit einem einfacheren Absorbersystem. Beispielsweise ein System, das aus einem und nicht aus zwei Absorberteilen besteht, da gerade das Doppelkeilsystem anfälliger für Fehler ist als eine einfache Treppe. Durch eine solche Reduktion wird zusätzlich der gesamte Aufbau leichter und handlicher, denn es wird nur ein und nicht mehr zwei verfahrbarere Lineartische, die einen Großteil des Gesamtgewichtes ausmachen, benötigt.

Die beste Variante, um auf einen Absorber verzichten zu können oder ihn zumindest zu vereinfachen, ist die Erhöhung der Anzahl der Folien bzw. Kanäle. Im Idealfall würde der Aufbau 700 Kanäle aufweisen. Das ist jedoch nicht praktikabel, sowohl hinsichtlich der notwendigen Elektronik, als auch der mechanischen Realisierung.

Eine Möglichkeit zur Verdopplung der Kanäle ist die Nutzung von zwei Platinen. Hierfür sind nur leichte Designänderungen an der bisherigen Variante (siehe Abbildung 3.18 in Kapitel 3.4) notwendig. Dabei wird auf jeder Platine ein Folienstapel von bis zu 50 Kupferfolien aufgelötet. Die Platinen samt Folien werden so aufeinander montiert werden, dass die beiden Folienstapel direkt aneinander liegen. Dadurch entsteht ein durchgängiger Folienstapel von bis zu 100 Kupferfolien und entsprechend vielen Kaptonfolien. Eine andere Möglichkeit, die Anzahl der Kanäle pro Platine zu erhöhen ist, den Radius der Kreisbahn, auf der die Lötstellen zur Befestigung der Kupferfolien liegen, zu vergrößern. Dadurch steht mehr Platz zwischen den Lötstellen zur Verfügung und es können sich noch mehr Kanäle auf der Platine befinden. Allerdings

muss dann die Länge des Fähnchens der Kupferfolien (siehe bisherige Folien in Abbildung 3.17) vergrößert werden. Das macht die Folien empfindlicher gegenüber dem Abreißen.

Eine andere Möglichkeit der Erweiterung des Reichweitenbereiches ist die Erhöhung der Foliendicke. Dadurch vergrößert sich die wasseräquivalente Dicke pro Kanal und somit auch der abgedeckte Tiefenbereich pro Kanal. Somit stoppen mehr Protonen in einem Kanal, was eine Erhöhung der zu messenden Ströme zur Folge hat. Jedoch verringert sich aus dem gleichen Grund tendenziell die Genauigkeit hinsichtlich der Reichweitenunterschiede. Eine weitere Entwicklung muss also einen Kompromiss zwischen der gewünschten Genauigkeit, dem abgedeckten Tiefenbereich und der Signalqualität finden. Bei dem vorgestellten MLFC-Aufbau ist die relative Genauigkeit (siehe Kapitel 4.1) weit besser als unbedingt notwendig. Daher liegt es nahe, bei einem nächsten Aufbau die Dicke der Kupferfolien zunächst zu verdoppeln um dadurch die Signalstärke auf etwa das doppelte zu bringen. Die Genauigkeit bleibt dabei vermutlich in etwa genauso gut wie bisher, wird aber keinesfalls schlechter als ursprünglich gefordert (0,1 mm in Wasser).

Elektronik und Software

Hinsichtlich der Elektronik gibt es ebenfalls Verbesserungspotential. Sollte eine neue Version des Tera-Boards (siehe Kapitel 3.3) positive Ströme mit hinreichender Genauigkeit ohne zusätzliche Verstärker oder Inverter messen können, ergibt sich dadurch die Möglichkeit, in sehr kompakter Form 128 oder mehr Kanäle auszulesen. Das gesamte System wird dadurch kompakter und handhabbarer. Das gilt vor allem für etwaige zukünftige Aufbauten mit 128 oder noch mehr Folien. Gerade bei einer Folien- bzw. Kanalanzahl jenseits der 100 ist es unabdingbar, über andere Messelektroniken als die *Rabbitbox* nachzudenken. Zwar können zwei *Rabbitboxen* parallel verwendet werden, aber jede weitere lässt den gesamten Aufbau groß und unhandlich werden.

Bei der Steuerungs- und Analysesoftware, die in LabVIEW 2011 programmiert wurde, ist ein zentraler Punkt für Verbesserungen die Routine zum Anpassen der *Gauß*-Funktion. So könnte beispielsweise eine genauere Anpassungsroutine in *Matlab* entwickelt und relativ einfach in LabVIEW 2011 integriert werden.

Funktionserweiterung

Darüber hinaus ist es durch eine geringe Erweiterung der Treppe des Absorbersystems möglich, diese zum Test der Minimalenergie des eintreffenden Protonenstrahls zu nutzen. Dafür muss die dickste Stufe der Treppe des Absorbersystems aus zwei elektrisch isolierten Aluminiumplatten bestehen (1 in Abbildung 4.27). Die vordere (dem Strahl zugewandte) Platte muss genauso dick sein wie das gesamte Absorbersystem in der dünnsten Einstellung (3,15 mm bei Einstellung S4K5). Die hintere Platte ist dann so dick, dass die bisherige Gesamtdicke von 12 mm erhalten bleibt. An beiden Platten muss eine Strommessung erfolgen. Aus diesen Signalen kann die Suchroutine des Programms überprüfen, ob ein Strahl anliegt und ob er die Mindestenergie aufweist. Wird weder in der ersten noch in der zweiten Platte und auch nicht im Beamdump ein Strom gemessen, liegt kein Strahl an. Wird hingegen in der ersten Platte ein Strom gemessen (Fall A in Abbildung 4.27) und nicht in der zweiten sowie dem Beamdump, reicht die Energie des Strahls nicht aus, um die minimale Dicke des Absorbersystems von 3,15 mm Aluminium zu durchdringen. Die Energie des Strahls ist zu niedrig, um das Reichweitenprofil des Strahls im MLFC messen zu können.

Analog kann eine entsprechende Modifizierung des Beamdumps genutzt werden, um zu überprüfen, ob die Maximalenergie eingehalten wird. Dazu muss, ähnlich wie bereits beschrieben, auch der Beamdump in zwei elektrisch isolierte und separat auslesbare Schichten geteilt werden (4 in Abbildung 4.27). Die erste Schicht muss genauso dick sein, wie die Differenz von dickster zu dünnster Keilstellung. Das hat folgenden Grund: Die Routine zum Finden der richtigen Absorbersystemeinstellung beginnt mit der Startposition S1K5 des Absorbersystems. Das ist die dickste Einstellung der Treppe (S5, siehe 1 in Abbildung 4.27) und die dünnste Einstellung des Doppelkeils (K5, siehe 2 in Abbildung 4.27).

Dadurch kann es vorkommen, dass der Protonenstrahl genügend Energie hat, um den Absorber und die Folien (Siehe 3 in Abbildung 4.27) zu durchdringen und im Beamdump gestoppt zu werden (unterster Fall von B in Abbildung 4.27). Daraus lässt sich aber nicht ableiten, ob der Strahl eine Energie oberhalb der Maximalenergie aufweist. Nur wenn der Strahl durch die maximale Absorberdicke, also Stellung S1K1, sowie durch die Folien hindurch kommt

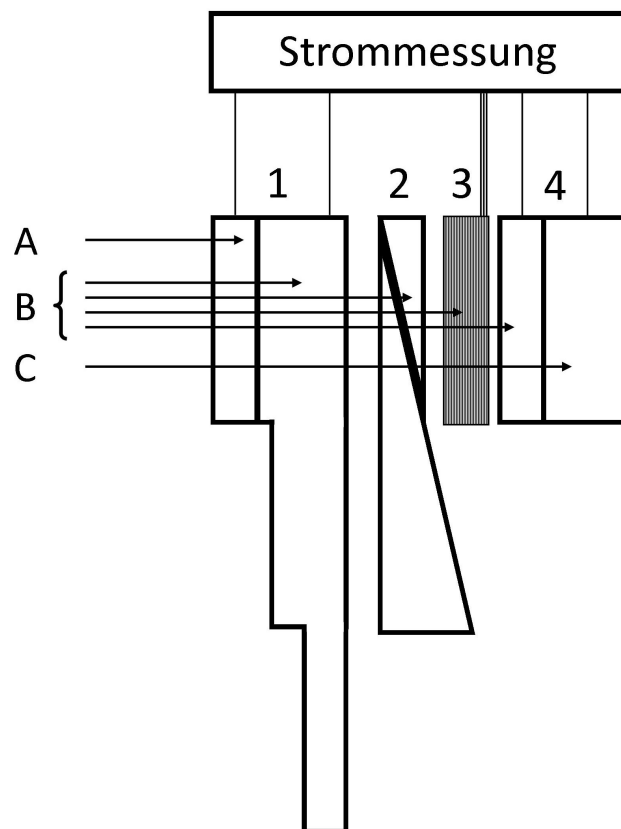


Abb. 4.27: Skizze einer möglichen Erweiterung des MLFC-Aufbaus mit Absorbersystem bestehend aus der modifizierten Treppe (1) in der dicksten Stellung, dem Doppelkeilsystem (2) in der dünnsten Stellung, dem Folienstapel (3) und dem modifizierten Beamdump (4). Die Energie des Protonenstrahls A liegt unterhalb, die Energie der Strahlen B liegt innerhalb und die Energie des Strahls C liegt oberhalb des Messbereichs.

und erst dann im Beamdump gestoppt wird, steht fest, dass die Strahlenergie über der Maximalenergie des MLFC liegt.

Deswegen muss der Beamdump entsprechend geteilt werden, um schon bei der Startposition S1K5 des Absorbersystems überprüfen zu können, ob die Maximalenergie eingehalten wird. Entspricht die erste Schicht des Beamdumps (4 in Abbildung 4.27) der Differenz der dicksten und dünnsten Keilposition (K1-K5, also $6,3\text{ mm} - 3,15\text{ mm} = 3,15\text{ mm}$), stoppen in der ersten Schicht die Protonen, deren Energie hoch genug ist, um durch den Absorber und die Folien zu gelangen (unterster Fall von B in Abbildung 4.27), aber dennoch unterhalb der Maximalenergie liegt. Alle Protonen, die eine zu hohe Energie besitzen,

stoppen in der zweiten Schicht des Beamdumps, wie Fall C in Abbildung 4.27 darstellt.

In Abbildung 4.27 ist zur Verdeutlichung der beschriebene Aufbau schematisch skizziert. Dabei symbolisieren die Pfeile die Wege der Protonenstrahlen unterschiedlicher Energien und die Pfeilspitze zeigt den Ort an, an dem der *Gauß*-förmige Reichweitenpeak das entsprechende Stromsignal erzeugt. Strahl A hat zu wenig Energie, bleibt also in der ersten Schicht der dicksten Treppenstufe stecken und erzeugt dort ein Stromsignal. Die Energie der Strahlengruppe B liegt im messbaren Energiebereich und der Strahl C hat eine zu hohe Energie weshalb in der zweiten Schicht des Beamdumps ein entsprechendes Stromsignal erzeugt wird.

Durch diese Erweiterung kann das Messprogramm bereits in der Startstellung des Absorbersystems, also mit dem ersten Messwert des Strahls, feststellen, ob der Strahl im passenden Energiebereich liegt und ob überhaupt ein Strahl auf den MLFC trifft.

Insgesamt muss sich eine Weiterentwicklung an der konkreten Anwendung orientieren, wobei generell die Handlichkeit wichtig ist. Denn ein großer Vorteil des MLFC-Aufbaus ist die Mobilität. Er kann nur sinnvoll an unterschiedlichen Targetplätzen genutzt werden, wenn der Aufbau nicht zu groß und schwer wird.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messgerät entwickelt, das es erlaubt, die Energie und Reichweite eines Protonenstrahls in Materie schnell und genau zu messen. Dafür ist es nicht notwendig den Strahl selbst zu verändern oder ihn umzulenken. Der Strahl muss lediglich an den Targetplatz geleitet werden, an dem er auch genutzt werden soll. Der MLFC ist ein eigenständiges Gerät und von der konkreten Strahlführung unabhängig. Darüber hinaus erfüllt er die Ansprüche der Augentumorthherapie. Um das zu erreichen, wurde zunächst für die ersten grundlegenden Untersuchungen eine Vakuumkammer mit wenigen Folien aufgebaut und in mehreren Etappen verändert. Dadurch wurden wichtige Erkenntnisse hinsichtlich der zu erwartenden Messsignale, des Einflusses von Luft auf den Messaufbau und notwendigen Eigenschaften des späteren MLFC-Aufbaus, wie der Schirmung oder der Verwendung spezieller Kabel, gewonnen. Darüber hinaus wurden verschiedene Messelektroniken, wie das Tera-06 Board der Firma Detector [52] oder eigene Entwicklungen des HZB untersucht und getestet.

Der letztendlich realisierte MLFC-Aufbau besteht aus 48 Kupferfolien mit je einer Dicke von $10\mu\text{m}$ und 48 Kaptonfolien mit jeweils einer Dicke von $25\mu\text{m}$. Die 48. Kupferfolie liegt auf der 7 mm dicken Rückplatte aus Kupfer, die als Beamdump dient, um das Stromsignal des Beamdumps auslesen zu können. Der MLFC besteht aus 47 Kanälen, wobei jeder Kanal die Kombination einer Kupfer und einer Kaptonfolie darstellt. Die Kupferfolien sind über die entsprechend entworfene Platine über SMA-Buchsen und spezielle „low-noise“-

Kabel (50 cm lang) mit der Messelektronik, der *Rabbitbox* von iThemba Labs in Südafrika, verbunden.

Um einen variablen Energiebereich von 30 MeV bis 70 MeV abzudecken, was einer Reichweite von etwa 9 mm bis 40 mm in Wasser entspricht und aufgrund der Tatsache, dass 47 Kanäle nicht ausreichen, um einen Protonenstrahl mit mehr als 19 MeV zu stoppen, wurde ein entsprechendes Absorbersystem entwickelt. Dieses System bremst den Strahl auf unter 19 MeV ab. Protonen dieser oder geringerer Energie stoppen in den Folien. Das Absorbersystem besteht aus zwei Teilen, einer verfahrbaren dreistufigen Treppe und einem Doppelkeil. Die einzelnen Keile des Doppelkeils weisen einen Anstiegswinkel von $1,5^\circ$ auf, wobei der kleine Ausgleichskeil fest steht und der große Keil verfahrbar ist. Beide Teile des Absorbersystems bestehen aus Aluminium mit einer Reinheit von 99,5 %. Dadurch wird auch die ionisierende Strahlung, die nach der Protonenbestrahlung vom Absorber ausgeht, reduziert. Die durch Protonenbestrahlung im Aluminium erzeugten Radionuklide haben meist Halbwertszeiten im Bereich von Sekunden bis zu wenigen Minuten.

Um mit dem MLFC eine schnelle und übersichtliche Messung der Energie bzw. Reichweite zu ermöglichen, wurde die eigens in LabVIEW 2011 entwickelte Messsoftware so gestaltet, dass in einem Programm (und in einer Bedienoberfläche) das Absorbersystem gesteuert und die Messung gestartet und ausgewertet werden kann. Die Software stellt neben der vollständigen manuellen Kontrolle auch die automatische Ermittlung der richtigen Stellung des Absorbersystems zur korrekten Energie- oder Reichweitenbestimmung zur Verfügung. Nach einer Messung wertet das Programm die Messdaten über die Anpassung einer *Gauß*-Funktion aus. Das Programm gibt die Werte, wie Schwerpunkt, Breite und Amplitude der angepassten *Gauß*-Kurve in Echtzeit aus. Die Messdaten und die *Gauß*-Anpassung werden neben den aktuellen Messdaten grafisch dargestellt.

Mit dem MLFC wird die differentielle Fluenz des Protonenstrahls, also das Tiefenprofil der Reichweite der Protonen, gemessen. Diese Profile (siehe Abbildung 4.2 in Kapitel 4.1) stehen in guter Übereinstimmung mit den zuvor unter MCNPX 2.6 [19] erfolgten Monte-Carlo-Rechnungen (siehe Kapitel 3.2.2), worin der MLFC virtuell nachgebaut wurde. Um jedem Kanal einen Energiewert zuzuordnen, wurden ebenfalls Simulationen mit MCNPX 2.6 durchge-

führt. Zunächst wurde die Energie berechnet, die die Protonen unmittelbar vor dem Eintritt in den ersten Kanal haben, wenn sie in einem der 47 Kanäle stoppen. Anhand dieser 47 Energien (je eine pro Kanal) wurde mit dem Programm *lookup* [21] und den gemessenen Dicken der einzelnen Bestandteile des Absorbersystems für jede Position (siehe Tabelle 3.7 und 3.8 in Kapitel 3.5.2) ein Energiewert pro Kanal berechnet. Dieser Energiewert wurde ebenfalls mit *lookup* in eine Eindringtiefe in Wasser umgerechnet. Die Tabelle 3.9 in Kapitel 3.5.2 zeigt die Ergebnisse für jeweils den ersten und letzten Kanal.

Es wurde untersucht, wie gering Unterschiede in der Reichweite des Protonenstrahls sein können, damit sie noch von dem MLFC gemessen werden. Dabei hat sich gezeigt (siehe Kapitel 4.1), dass Unterschiede in der Wasserreichweite von 50 μm sicher gemessen werden können und mit einigen weiteren Anpassungen auch die Messung geringerer Unterschiede möglich ist. Damit ist der realisierte Aufbau doppelt so genau wie ursprünglich gefordert und liefert sehr gute Ergebnisse. Die größten Fehler zeigten sich bei der Positionierung des Strahlfeldes auf der aktiven Messfläche des MLFC, wodurch Unterschiede von etwas weniger als einem Kanal, also weniger als 0,1 mm Wasser auftraten. Wird allerdings darauf geachtet, dass der Strahl stets zentral auf den MLFC trifft, können diese Abweichungen, die vor allem bei horizontaler Verschiebung auftreten, vernachlässigt werden. Die Größe und Intensität des Strahlfeldes hat einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Genauigkeit, abgesehen von Gesamtströmen in Bereichen unterhalb von 50 pA. Unterhalb dieser Grenze werden die Ströme allmählich zu gering, um belastbare Ergebnisse zu erzielen.

Der konservativ abgeschätzte Fehler der Energiebestimmung liegt bei 0,1 MeV und Vergleichsmessungen mit anderen Messverfahren zeigen sehr gute Übereinstimmungen. Der Fehler der Bestimmung der Eindringtiefe in Wasser liegt bei 0,1 mm und Vergleichsmessungen mit anderen Messmethoden zeigen auch hier Übereinstimmungen innerhalb der Fehler. Der MLFC zeichnet sich dadurch aus, dass seine Fehler nicht vom Experimentator abhängen, sobald die Werte wie Foliendicken, Absorberdicken und die entsprechende Umrechnung in Energie und Wassertiefe sowie deren Fehler feststehen. Keiner dieser Parameter kann vom Experimentator während einer Messung beeinflusst werden. Sie sind für jede Messung konstant. Als Vergleich sei die Messung der Tiefendosiskurve in Wasser mit dem Wasserphantom erwähnt, die in Kapitel 2.3

beschrieben wird. Dabei muss die *Markuskammer*, also die Messsonde, vor jeder Messung an den verfahrbaren Arm montiert und die Startposition korrekt eingestellt werden. Die *Markuskammer* kann dabei leicht verdreht sein oder eine Ablage haben. Damit ist die Genauigkeit der Messung direkt von dem Experimentator abhängig.

Der Vergleich von gemessenen mit berechneten Tiefendosiskurven, die mit einem analytischen Modell [17] anhand von MLFC-Messwerten der Reichweite und Reichweitenschärfe berechnet wurden, zeigt beim distalen Dosisabfall eine sehr gute Deckung (siehe Abbildung 4.14 in Kapitel 4.3). Dafür wurde jedoch der Reichweitenwert etwas angepasst, da hier eine Abweichung von 0,2 mm in Wasser bereits auffällt, wenn auch nur mit einer Abweichung von unter 5 % in der Dosis. Grundsätzlich zeigten sich weitere Unterschiede zwischen gemessener und berechneter TDK, die zum Teil auf äußere Einflüsse, wie das Fadenkreuz im Strahlengang, aber auch auf die Vereinfachungen im Modell selbst zurück zu führen sind. Gerade die Messung der Reichweitenbreite ist in Kombination mit der TDK-Berechnung empfindlich gegenüber geringen Abweichungen der Größenordnung von 0,1 mm in Wasser.

Eine Anwendung außerhalb der Augentumorthherapie ist die Verwendung des MLFC zur schnellen, präzisen und unabhängigen Energiebestimmung des Protonenstrahls am Targetplatz. Der MLFC findet automatisch die korrekte Einstellung des Absorbersystems und bestimmt somit die Energie der Protonen, ohne die ungefähre Kenntnis der Energie vorauszusetzen oder Einstellungen der Strahlführung zur Messung zu verändern. Die Energie muss lediglich in dem Bereich von 30 MeV bis 70 MeV liegen, was dem konkreten Aufbau geschuldet ist. Vor allem bei Strahlenhärte-tests, für die Protonen verschiedener Energien am Target bzw. dem Testobjekt benötigt werden, ergibt sich durch den MLFC eine schnelle Kontrollmessung zur Überprüfung der Strahlenenergie. Für diese Überprüfung wurde der MLFC bereits mehrfach eingesetzt. Ein Vorteil gegenüber der Energiemessung mit dem Dipolmagneten ist, neben der Schnelligkeit des MLFC und seiner Unabhängigkeit von der Strahlführung, seine Mobilität. Er kann an dem konkreten Ort des Targets aufgebaut werden. Eine Messung inklusive Auf- und Abbau des MLFC erfolgt in wenigen Minuten.

Als Anwendung in der Augentumorthherapie ist neben der einfachen Überprüfung der korrekten Reichweite und Energie des Protonenstrahls auch die Überprüfung der korrekten Modulation bei jeder individuellen Patientenbestrahlung möglich. Zu Testzwecken ist dies bereits erfolgt. Dafür ist, neben entsprechenden medizinrechtlichen Genehmigungsverfahren, lediglich eine Anpassung des Reichweitenbereichs, der bei einer Messung abgedeckt wird, erforderlich.

Eine Erweiterung des Bereichs einer Messung könnte auch durch die Erhöhung der Foliendicke erfolgen. Dadurch werden pro Kanal mehr Protonen gestoppt, weshalb die messbaren Ströme einerseits ansteigen und sich deutlicher vom Rauschen abheben. Andererseits wird die Genauigkeit tendenziell reduziert, da die Abstände der einzelnen Messpunkte größer werden.

Je nach konkreter Anwendung sollte eine Optimierung der Anzahl und Dicke der Folien hinsichtlich der erforderlichen Genauigkeit und des mit einer Messung abgedeckten Energie- bzw. Eindringtiefenbereichs stattfinden. Die grundsätzliche Machbarkeit der Kontrollmessungen eines reichweitenmodulierten Protonenstrahls, wie er in der Augentumorthherapie verwendet wird, wurde mit sehr guten Ergebnissen in Kapitel 4.3 gezeigt.

Der MLFC stellt nachweislich ein Instrument dar, mit dem die Energie bzw. Reichweite des Protonenstrahls mit einer für die Augentumorthherapie mehr als hinreichenden Genauigkeit vermessen werden kann. Es wurde gezeigt, dass, neben anderen Anwendungsmöglichkeiten, mit einigen weiteren Anpassungen ein Gerät zur schnellen und genauen Vermessung der Reichweite und Modulation des reichweitenmodulierten Protonenstrahls realisiert werden kann. Dadurch wird potentiell pro Patient weniger Zeit für Konstanzmessungen aufgewendet. Der MLFC kann somit zur Verbesserung der Augentumorthherapie beitragen.

Literaturverzeichnis

- [1] KRIEGER, Hanno: *Strahlungsquellen für Technik und Medizin*. 1. Aufl. Wiesbaden : Teubner, 2005 (Lehrbuch Physik). – ISBN 3–8351–0019–X
- [2] LAWRENCE, Ernest O. ; LIVINGSTON, M. S.: The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages. In: *Phys. Rev.* 40 (1932), Nr. 1, 19–35. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.40.19>. – DOI 10.1103/PhysRev.40.19
- [3] WILSON, R. R.: Radiological use of fast protons. In: *Radiology* 47 (1946), Nr. 5, S. 487–491. <http://dx.doi.org/10.1148/47.5.487>. – DOI 10.1148/47.5.487. – ISSN 0033–8419
- [4] PTW PHYSIKALISCH-TECHNISCHE WERKSTÄTTEN DR. PYCHLAU GMBH: *Advanced Markus Electron Chamber*. <http://www.ptw.de/>
- [5] TALOS ; WIKIMEDIA COMMONS (Hrsg.): *Auge*. <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Auge.png>. Version: 2005
- [6] AUSSCHUSS KRANKENHAUS NACH §137c SGB V ; GEMEINSAMER BUNDESAUSSCHUSS (Hrsg.): *Abschlussbericht: Methode: Protonentherapie Indikation: Uveamelanom*. <https://www.g-ba.de/downloads/40-268-276/Abschluss-Protone-n-Uveamelanom.pdf>. Version: 2003
- [7] SCHÜLER, A. O. ; BORNFELD, N.: Aktuelle Therapieaspekte intraokularer Tumoren. In: *Der Ophthalmologe* 97 (2000), Nr. 3, 207–222. <http://dx.doi.org/10.1007/s003470050516>. – DOI 10.1007/s003470050516. – ISSN 0941–293X
- [8] COMS - THE COLLABORATIVE OCULAR MELANOMA STUDY ; COMS - THE COLLABORATIVE OCULAR MELANOMA STUDY (Hrsg.): *About Cho-*

- roidal Melanoma*. <http://www.jhu.edu/wctb/coms/booklet/book2.htm>
- [9] KRIEGER, Hanno: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 2., überarb. und erw. Aufl. Wiesbaden : Teubner, 2007. – ISBN 978-3-8351-0199-9
- [10] KRIEGER, Hanno: *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*. Bd. 3: *Strahlungsmessung und Dosimetrie*. 1. Aufl. Wiesbaden : Vieweg und Teubner, 2011. – ISBN 978-3-8348-1546-0
- [11] ICRU: *International Commission on Radiation Units and Measurements: ICRU report*. Bd. 49: *Stopping powers and ranges for protons and alpha particles: Issued: 15 May 1993*. Bethesda and Md : ICRU, 1993. – ISBN 0-913394-47-5
- [12] FLIESSBACH, Torsten ; WALLISER, Hans: *Arbeitsbuch zur theoretischen Physik: Repetitorium und Übungsbuch*. 1. Aufl. München and Heidelberg : Elsevier, Spektrum, Akad. Verl., 2004. – ISBN 3-8274-1521-7
- [13] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG: *Begriffe in der radiologischen Technik - Teil 2: Strahlenphysik*. <http://www.beuth.de/de/norm/din-6814-2/24571270>. Version: 2000-07
- [14] BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 397 (1930), Nr. 3, S. 325–400. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19303970303>. – DOI 10.1002/andp.19303970303. – ISSN 00033804
- [15] ICRU: Stopping Powers for Electrons and Positrons. In: *ICRU report 37* (1984)
- [16] NIST-NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY ; NIST-NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY (Hrsg.): *PSTAR - stopping Power and Range Tables for Protons*. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>
- [17] BORTFELD, Thomas: An analytical approximation of the Bragg curve for therapeutic proton beams. In: *Medical Physics* 24 (1997), Nr. 12, S.

2024. <http://dx.doi.org/10.1118/1.598116>. – DOI 10.1118/1.598116.
– ISSN 00942405
- [18] VAVILOV, P. V.: Ionization losses of high-energy heavy particles. In: *Soviet Phys. JETP* 5 (1957)
- [19] PELOWITZ, Denise B. u. a.: MCNPXTM user's manual. In: *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos* (2005)
- [20] ZIEGLER, James F. ; ZIEGLER, M. D. ; BIRSACK, J. P.: SRIM–The stopping and range of ions in matter (2010). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268 (2010), Nr. 11, S. 1818–1823. – ISSN 0168583X
- [21] GOTTSCHALK, Bernard: *BGtalks - MultiLayer Faraday Cups*. <http://users.physics.harvard.edu/~gottschalk/> (BGtalks)
- [22] RÖHRICH, J. ; DAMEROW, T. ; HAHN, W. ; MÜLLER, U. ; REINHOLZ, U. ; DENKER, A.: A TandetronTM as proton injector for the eye tumor therapy in Berlin. In: *The Review of scientific instruments* 83 (2012), Nr. 2, S. 02B903. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3662475>. – DOI 10.1063/1.3662475. – ISSN 1089–7623
- [23] HINTERBERGER, Frank: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik: Mit durchgerechneten Beispielen und 99 Übungsaufgaben mit vollständigen Lösungen*. Berlin [u.a.] : Springer, 1997. – ISBN 3–540–61238–6
- [24] HIGH VOLTAGE ENGINEERING DOCUMENTATION ; HIGH VOLTAGE ENGINEERING DOCUMENTATION (Hrsg.): *Manual for 2MV Tandetron accelerator: A-4-35-139-0001*. 1995
- [25] MODEL 358 DUOPLASMATRON ION SOURCE ; HIGH VOLTAGE ENGINEERING DOCUMENTATION (Hrsg.): *: A-4-35-090-0002*
- [26] ARDENNE, Manfred: *Tabellen zur angewandten Physik: Bd. Elektronenphysik, Übermikroskopie, Ionenphysik*. Bd. 1. Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1962

- [27] LAWRENCE, G. P. ; BEAUCHAMP, R. K. ; MCKIBBEN, J. L.: Direct extraction of negative ion beams of good intensity from a duoplasmatron. In: *Nuclear Instruments and Methods* 32 (1965), Nr. 2, S. 357–359
- [28] LAWRENCE, Ernest O. ; EDLEFSEN, Niels E.: On the production of high speed protons. In: *Science* 72 (1930), Nr. 1867, S. 376
- [29] KLAUSFOEHL: *Zyklotron Prinzipskizze*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Zyklotron>. Version: 2009
- [30] KERST, D.: The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction. In: *Physical Review* 60 (1941), Nr. 1, S. 47–53. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.60.47>. – DOI 10.1103/PhysRev.60.47. – ISSN 0031–899X
- [31] COURANT, Ernest ; LIVINGSTON, M. ; SNYDER, Hartland: The Strong-Focusing Synchrotron—A New High Energy Accelerator. In: *Physical Review* 88 (1952), Nr. 5, S. 1190–1196. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.88.1190>. – DOI 10.1103/PhysRev.88.1190. – ISSN 0031–899X
- [32] THOMAS, L.: The Paths of Ions in the Cyclotron I. Orbits in the Magnetic Field. In: *Physical Review* 54 (1938), Nr. 8, S. 580–588. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.54.580>. – DOI 10.1103/PhysRev.54.580. – ISSN 0031–899X
- [33] WEBER, Andreas: *persönliche Mitteilung*. <http://www.berlinprotonen.de/>
- [34] HEUFELDER, Jens ; WEBER, Andreas ; CORDINI, Dino ; STARK, Roland: Optimierte Konstanzprüfung für die bildgeführte Protonentherapie von Augentumoren. In: HODAPP, Norbert (Hrsg.): *Medizinische Physik 2010*. [Berlin] : DGMP, 2010. – ISBN 9783925218880
- [35] DENKER, Andrea ; RETHFELD, Christoph ; RÖHRICH, Jörg ; CORDINI, Dino ; HEUFELDER, Jens ; STARK, Roland ; WEBER, Andreas: EYE TUMOUR THERAPY IN BERLIN. In: *Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan* (2010)

- [36] KACPEREK, Andrzej: Ocular Proton Therapy Centers. In: LINZ, Ute (Hrsg.): *Ion Beam Therapy* Bd. 320. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2012. – ISBN 978-3-642-21413-4, S. 149–177
- [37] GOTTSCHALK, Bernard: *BGware*. <http://users.physics.harvard.edu/~gottschalk/>
- [38] KNOLL, Glenn F.: *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken and N.J : John Wiley, 2010. – ISBN 978-0-470-13148-0
- [39] STERNGLASS, E.: Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions. In: *Physical Review* 108 (1957), Nr. 1, S. 1–12. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.108.1>. – DOI 10.1103/PhysRev.108.1. – ISSN 0031-899X
- [40] GOTTSCHALK, Bernard ; PLATAIS, Rachel ; PAGANETTI, Harald: Nuclear interactions of 160 MeV protons stopping in copper: A test of Monte Carlo nuclear models. In: *Medical physics* 26 (1999), Nr. 12, S. 2597–2601
- [41] BERKHOFF, H. ; BÖHRINGER, T. ; CORAY, A. ; DÖLLING, R. ; DUPERR-EX, P. A. ; SCHIPPERS, M.: Test of a Multi-Layer Faraday Cup for Quick Beam-Energy Measurements at Proscan. In: *PSI-Scientific and Technical Report* 6 (2003), S. 103–104
- [42] K HENKNER ; N SOBOLEVSKY ; O JÄKEL ; H PAGANETTI: Test of the nuclear interaction model in SHIELD-HIT and comparison to energy distributions from GEANT4. In: *Physics in Medicine and Biology* 54 (2009), Nr. 22, N509. <http://stacks.iop.org/0031-9155/54/i=22/a=N01>
- [43] KWON, Jeong-Wan ; RYU, Hyung-Jun ; HA, Wi-Ho ; LEE, Jai-Ki ; KIM, Jong-Won: Development of a CCD-scintillator device and a multi-layer Faraday cup for therapeutic proton beam monitoring. In: *Journal of the Korean Physical Society* 48 (2006), Nr. 4, S. 759–762
- [44] MORGENSTERN, H.: *Modulatorrad, Reichweitenschieber: Interne Berichte*

- [45] JONES, D. ; ICRU (Hrsg.): *International Commission on Radiation Units and Measurements*. http://www.icru.org/images/pdf/icru_poster.pdf. Version: 2014
- [46] TITT, U. ; SAHOO, N. ; DING, X. ; ZHENG, Y. ; NEWHAUSER, W. D. ; ZHU, X. R. ; POLF, J. C. ; GILLIN, M. T. ; MOHAN, R.: Assessment of the accuracy of an MCNPX-based Monte Carlo simulation model for predicting three-dimensional absorbed dose distributions. In: *Physics in medicine and biology* 53 (2008), Nr. 16, S. 4455–4470. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/53/16/016>. – DOI 10.1088/0031-9155/53/16/016. – ISSN 0031-9155
- [47] ORIGINLAB ; ORIGINLAB (Hrsg.): *OriginPro 8.5*. <http://www.originlab.de/>
- [48] KEITHLEY INSTRUMENTS, Inc. ; KEITHLEY INSTRUMENTS, Inc. (Hrsg.): *Model 617 Programmable Electrometer: Instruction Manual*. Cleveland and Ohio and U.S.A., 1984
- [49] BUNDESMANN, Jürgen: *persönliche Mitteilung*. www.helmholtz-berlin.de
- [50] NATIONAL INSTRUMENTS ; NATIONAL INSTRUMENTS (Hrsg.): *NI PXI-7811R: Digital-RIO-Modul der R-Serie mit Virtex-II-FPGA mit 1 Mio. Gattern*. <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/de/nid/13862>
- [51] MAZZA, G. ; CIRIO, R. ; DONETTI, M. ; LA ROSA, A. ; LUPARIA, A. ; MARCHETTO, F. ; PERONI, C.: A 64-channel wide dynamic range charge measurement ASIC for strip and pixel ionization detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 52 (2005), Nr. 4, S. 847–853. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2005.852702>. – DOI 10.1109/TNS.2005.852702. – ISSN 0018-9499
- [52] DETECTOR SRL DEVICES & TECHNOLOGIES TORINO ; DETECTOR SRL DEVICES & TECHNOLOGIES TORINO (Hrsg.): *Tera 06 Specification*. detector-med.com
- [53] ANALOG DEVICES, Inc. ; ANALOG DEVICES, Inc. (Hrsg.): *Datasheet for AD549, rev.* <http://www>.

analog.com/en/all-operational-amplifiers-op-amps/
operational-amplifiers-op-amps/ad549/products/product.html.
Version: 2006

- [54] ANALOG DEVICES, Inc. ; ANALOG DEVICES, Inc. (Hrsg.): *Datasheet for AD515A*. <http://www.analog.com/en/obsolete/ad515a/products/product.html>. Version: 1997
- [55] ALTMANN, Winfried: *Mitteilung*. 2014
- [56] KEITHLEY INSTRUMENTS, Inc. ; KEITHLEY INSTRUMENTS, Inc. (Hrsg.): *Model 6221 AC and DC Current Source*. <https://www.keithley.de/products/dcac/currentsource/highperfor/?mn=6221>
- [57] LAVAGNO, Marco: *Persönliche Mitteilung*. www.detector-med.com. Version: 2013
- [58] GAUVIN, Raynald ; GAUVIN, Raynald (Hrsg.): *CASINO: monte CARlo SIMulation of electroNs in sOlids*. <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/index.html>
- [59] UMEZAWA, M. ; SAKURABATA, H. ; TADOKORO, M. ; OOTSUKA, H. ; NISHIUCHI, H. ; SAITO, K. ; MATSUDA, K. ; KOSUGI, N. ; HIRAMOTO, K. ; MORI, Y. ; MACHIDA, S. ; MOLODOJENTSEV, A. ; TAKADA, Y. ; MARUHASHI, A. ; NOHTOMI, A. ; SAKAE, T. ; YASUOKA, K.: Beam commissioning of the new proton therapy system for University of Tsukuba. In: *Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001* Bd. 1, 2001, S. 648–650 vol.1
- [60] KIM, Jong-Won ; KIM, Dogyun: Development of dosimetry tools for proton therapy research. In: *PROCEEDINGS OF THE 11TH SYMPOSIUM ON NEUTRON AND ION DOSIMETRY iThemba Laboratory for Accelerator-Based Sciences* 45 (2010), Nr. 10, 1417–1421. <http://dx.doi.org/10.1016/j.radmeas.2010.05.031>. – DOI 10.1016/j.radmeas.2010.05.031. – ISSN 1350–4487
- [61] ACCELSoft INC.: *PBO Lab: Particle Beam Optics Laboratory*. <http://www.ghga.com/accelsoft/pbolab.html>

- [62] JANNI, Joseph F.: Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability: In two parts. Part 1. For 63 compounds Part 2. For elements $1 \leq Z \leq 92$. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 27 (1982), Nr. 2–3, 147–339. [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(82\)90004-3](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(82)90004-3). – DOI 10.1016/0092-640X(82)90004-3. – ISSN 0092-640X
- [63] TEXAS INSTRUMENTS INC.: *LMH6624/LMH6626 Single/Dual Ultra Low Noise Wideband Operational Amplifier*. <http://www.ti.com/cn/lit/ds/symlink/lmh6624.pdf>. Version: 2013
- [64] AUSTRALIAN NATIONAL UNIVERSITY: *GRACE Follow-on Mission*. <http://grace.anu.edu.au/>. Version: 2013
- [65] GÜNTHER, Burghardt: *persönliche Mitteilung*. <http://www.dlr.de>. Version: 2014
- [66] IBA DOSIMETRY ; IBA DOSIMETRY (Hrsg.): *Zebra with OmniPro-Incline: Technical specifications*. <http://www.iba-dosimetry.com/complete-solutions/radiotherapy/particle-therapy-dosimetry/zebra-with-omnipro-incline>. Version: 2013
- [67] MATHWORKS ; MATHWORKS (Hrsg.): *Matlab: R2013a*. <http://www.mathworks.de/products/matlab/>
- [68] PAGANETTI, H.: Nuclear interactions in proton therapy: dose and relative biological effect distributions originating from primary and secondary particles. In: *Physics in Medicine and Biology* 47 (2002), Nr. 5, S. 747–764. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/47/5/305>. – DOI 10.1088/0031-9155/47/5/305. – ISSN 0031-9155

Dank

Mein erster Dank gilt meiner gesamten Familie für die fortwährende Unterstützung und Liebe die mir zuteil wurde. Ich kann mir nicht vorstellen, wo ich ohne sie wäre.

Ich danke Prof. Andreas Jankowiak für die Betreuung und seine offene und freundliche Art.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Andrea Denker für die fachliche Betreuung dieser Arbeit, die Unterstützung und dafür, dass sie mir diese Arbeit erst ermöglicht hat. Sie stand mir immer mit Rat und Tat zur Seite und hat sich für mich eingesetzt, vielen Dank dafür!

Bei Dr. Andreas Weber möchte ich mich für die umfangreiche Unterstützung, die vielen Erklärungen, Ideen und Überlegungen und vieles weitere bedanken.

Dr. Jörg Röhrich möchte ich vor allem für seinen offenen Rat und seine Unterstützung danken.

Mein Dank geht auch an Jürgen Bundesmann für seine Hilfe in vielen Bereichen dieser Arbeit.

Thassilo Damerow und besonders Paul-Eric Winter möchte für ihre „handfesten“ Beiträge zu dieser Arbeit danken.

Für die vielen Gespräche über dieses und jenes möchte ich mich bei den „zweiten Leuten“, vor allem bei Stefan, Benjamin und Paul, bedanken.

Ich möchte mich bei der gesamten Abteilung PT für die großen und kleinen Unterstützungen und Gefallen bedanken und für das freundliche Miteinander. Dabei möchte ich mich besonders bei Cathrin Rellier bedanken, die maßgeblich an dem „Miteinander“ beteiligt ist.

Den „ATTs“ möchte ich dafür danken, dass ich um 11:45 Uhr immer Hunger bekomme.

Winfried Altmann danke ich für die Hilfe und die Arbeit, die er sich für diese Arbeit und zu meiner Unterstützung gemacht hat.

Zum Schluss möchte ich mich bei meiner Frau Susann bedanken. Sie hat mir stets Kraft gegeben und war immer für mich da. Nur mit ihr zusammen bin ich komplett.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig erarbeitet, verfasst, und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen, die anderen Werken entstammen, sind durch den Verweis auf die Quelle kenntlich gemacht. Das gilt auch für bildliche Darstellungen.

Diese Dissertation wurde in keinem früheren Promotionsverfahren angenommen oder abgelehnt und wurde auch keiner anderen Stelle als der genannten vorgelegt.

Ich erkläre weiterhin, dass ich bisher weder einen Dokortitel, noch mich andernorts um einen solchen beworben habe.

Darüber hinaus erkläre ich, dass mir die Promotionsordnung, die dieser Dissertation zugrunde liegt, bekannt ist.

Berlin, 26. August 2014

Christoph Kunert